

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

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

(Київ, 25 - 29 вересня 2023 року)

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

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

(Київ, 25 - 29 вересня 2023 року)

Анотації до доповідей

Київ 2023

Укладач: О. М. Пугач

Програмно-організаційний комітет конференції:

В. М. Павлович – голова комітету
О. М. Пугач – учений секретар комітету

Члени:

В. І. Абросімов – теоретична ядерна фізика
О. А. Понкратенко – експериментальна ядерна фізика
В. М. Буканов – атомна енергетика
В. М. Ревка – радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство
Я. І. Колесниченко – фізика плазми та керований термоядерний синтез
А. І. Липська – радіоекологія та радіобіологія
Н. Л. Дорошко – учений секретар ІЯД НАН України
Є. В. Малий – голова ради молодих учених ІЯД НАН України
В. В. Луценко – розробка веб-сторінки конференції
О. Ю. Охріменко – технічне забезпечення конференції в режимі on-line
О. Д. Григоренко – видання матеріалів конференції

Секретарі:

О. С. Бурдо, О. Б. Ганжа, О. Е. Куцик, С. В. Лук'янов, Є. В. Малий, Г. А. Прокопюк, О. М. Пугач

Друкується за рішенням вченої ради інституту від 05.07.23.

Т 80 **XXX** щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25 - 29 вересня 2023 року) : анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2023. - 247 с.

У збірнику опубліковано анотації до доповідей, представлених на конференції, що є підбиттям підсумків наукової діяльності інституту за 2022 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. Теоретична ядерна фізика

Vortex octupole mode in kinetic model of collective excitations in nuclei <i>V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska</i>	10
Перерізи пружного розсіяння реакцій $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$, одержані на основі потенціалу модифікованого методу Томаса - Фермі з урахуванням кора <i>O. I. Давидовська, В. О. Нестеров, В. Ю. Денисов</i>	12
Поперечні перерізи пружного розсіяння для систем $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі з урахуванням кора відштовхування <i>O. I. Давидовська, В. О. Нестеров, В. Ю. Денисов</i>	14
Estimation of the double alpha-decay half-life <i>V. Yu. Denisov</i>	16
Multidimensional harmonic oscillator model of subbarrier fusion <i>V. Yu. Denisov</i>	18
Calculation of the fission fragment characteristics in the three-body model of binary fission <i>V. Yu. Denisov</i>	20
The 5-dimensional Langevin approach to fission of heavy nuclei <i>F. A. Ivanyuk, C. Ishizuka, S. Chiba</i>	22
Four bottom quark production in proton-proton collisions at the LHC energies <i>V. V. Kotlyar</i>	23
Порівняння розрахунків бета-розпаду ^{127}Cs, ^{131}Cs, ^{133}Xe у трьох моделях <i>Г. П. Куртєва</i>	25
Властивості кінетичних коефіцієнтів дифузії та рухливості в імпульсному просторі для Фермі системи зі скінченними розмірами <i>С. В. Лук'янов</i>	27
Pairing correlations in statistical level densities within the micro-macroscopic approach <i>A. G. Magner, A. I. Sanzhur, S. N. Fedotkin, A. I. Levon, U. V. Grygoriev, S. Shlomo</i>	29
The average kinetic energy of fission fragments of Np isotopes: Effects of temperature and particles emission <i>V. T. Maslyuk, O. O. Parlag, M. I. Romanyuk</i>	31
Потенціал модифікованого методу Томаса - Фермі та його аналітичне представлення на прикладі взаємодії ^{16}O з ізотопами нікелю $^{56,58,60,62,64}\text{Ni}$ <i>В. О. Нестеров</i>	33
Пошуки кандидатів темної матерії, утворених разом з бозоном Хіггса і Тау лептонами при $\sqrt{s} = 14$ TeV <i>Т. В. Обіход, Є. О. Петренко</i>	35
Пошуки аксіонів при протон-протонних та іон-іонних зіткненнях при енергіях у системі центра мас 5,02 та 13 TeV <i>Т. В. Обіход, С. Б. Чернишенко</i>	36
Причинна механіка та перспективи її розвитку в астрофізиці та фізиці високих енергій <i>С. О. Омельченко</i>	38
Модифікація фотонної силової функції із збудженням двох резонансних станів <i>В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко</i>	40
Non-Markovian nuclear descent from the fission barrier <i>S. V. Radionov</i>	42
Гальмівне випромінювання у протон-дейтронному розсіянні та нуклон-нуклонні сили <i>К. А. Шаульський, С. П. Майданюк, В. С. Василевський</i>	43

Секція 2. Експериментальна ядерна фізика

GEANT4 моделювання експерименту NA60+ <i>М. С. Борисова (від імені колаборації NA60+)</i>	44
Аналіз ефективності адаптивного протоколу телекомунікаційної радіомережі в умовах самоподібного трафіка <i>А. П. Войтер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, І. О. Мазний, О. М. Семенюк</i>	46

Дослідження подвійного бета-розпаду атомних ядер за допомогою низькотемпературних детекторів <i>Ф. А. Даневич</i>	48
Дослідження фотонейтронної реакції на ізотопі ^{82}Se <i>П. С. Деречкей, В. М. Мазур, З. М. Біган, О. М. Поп</i>	50
Використання системи контролю області взаємодії і фону RMS-R3 для відображення двовимірних асиметрій на пульті управління експерименту LHCb <i>В. Добішук, В. Пугач, С. Чернишенко, К. Гаспар, П. Роуб, Л. Гранато Кардоса, Н. Нойфельд</i>	52
Вивчення (γ , n)- та (γ , p)-реакцій на природному барії <i>В. О. Желтоножський, Н. В. Куліч, А. М. Саврасов, В. П. Хоменков</i>	53
Моделювання методом Монте-Карло активного захисту для експерименту BINGO <i>М. М. Зарицький</i>	55
Дослідження гамма-переходів у β -розпаді ^{234}Pa <i>Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, С. С. Драпей, В. І. Киришук, В. В. Кобичев, Б. М. Кропив'янський, В. І. Третьак</i>	56
Пошук рідкісних ядерних процесів у природних нуклідах урану <i>Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, С. С. Драпей, В. І. Киришук, В. В. Кобичев, Б. М. Кропив'янський, В. І. Третьак</i>	57
Детальний аналіз нуклідного складу стандартів збагачення урану <i>В. І. Киришук, С. С. Драпей, Б. В. Кайдик, Ф. А. Даневич, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, Б. М. Кропив'янський, В. І. Третьак</i>	58
Експеримент з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ^{106}Cd за допомогою скінтіляційного кристала $^{106}\text{CdWO}_4$, збагаченого ізотопом ^{106}Cd <i>В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, А. Леончіні, В. Мерло, О. Г. Поліщук, В. І. Третьак, Р. Черуллі</i>	60
Пошук сонячних аксіонів від ^7Li в експерименті AMoRE <i>В. В. Кобичев, Ф. А. Даневич, О. Г. Поліщук, Н. В. Сокур, В. І. Третьак (від імені колаборації AMoRE)</i>	61
Модифікація програмних пакетів обробки даних експерименту LHCb для режиму фіксованої мішені (проект EIRENE) <i>С. М. Колієв, О. А. Кот, Є. О. Петренко, С. Б. Чернишенко, О. О. Кишванський</i>	62
Валідація характеристик кремнієвої трекерної системи експерименту CBM <i>О. О. Кишванський, М. А. Теклішин</i>	63
Удосконалення інтерференційного нейтронного фільтра із середньою енергією 45 кеВ <i>В. А. Лібман, О. О. Грицай</i>	65
Structural transformations of glucose under the mixed nuclear (γ , n) irradiation <i>В. Т. Maslyuk, N. I. Svatiuk, O. I. Symkanych, M. P. Vizenko, O. M. Pop, L. I. Khirunenko, M. G. Sosnin, A. V. Duvansky</i>	67
Radiation modification of glucose/sucrose on the M-30 microtron for applied purposes <i>В. Т. Maslyuk, N. I. Svatiuk, O. I. Symkanych, O. M. Pop, N. V. Boyko, S. A. Burmei, O. A. Tarnaj, M. P. Vizenko</i>	69
Перевірка глобального оптичного потенціалу для ядер $^{9,10,11,13,14}\text{C}$ у розрахунках диференціальних перерізів пружного, непружного розсіяння $^{11}\text{B} + ^{13,14}\text{C}$ та реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ <i>С. Ю. Межевич, О. А. Понкратенко, А. Т. Рудчик, К. Русек, К. В. Кемпер, А. А. Рудчик, В. В. Улещенко, Ю. М. Степаненко, Ю. О. Ширма</i>	71
Про можливості відновлення експериментальної інфраструктури ІЯД НАН України шляхом створення науково-технічного центру з використання радіаційних технологій для виробництва радіонуклідних фармацевтичних препаратів <i>О. М. Поворозник, О. К. Горпинич</i>	72
Остаточні результати експериментів з пошуку рідкісних розпадів природних нуклідів осмію за допомогою HPGe спектрометрії <i>О. Г. Поліщук, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, В. Ю. Денисов, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, Н. Г. Ковтун, М. Лаубенштейн, Д. В. Пода, В. І. Третьак, Р. Черуллі, А. П. Щербань</i>	74

Дослідження подвійного бета-розпаду ядер ^{148}Nd та ^{150}Nd на збуджені рівні ^{148}Sm та ^{150}Sm методом низькофонові гамма-спектрометрії	
<i>О. Г. Поліщук, А. С. Барабаш, П. Беллі, Р. Бернабей, Р. С. Бойко, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, С. І. Коновалов, М. Лаубенштейн, А. Леончіні, В. Мерло, С. Нісі, Д. В. Пода, А. Тімоніна, В. С. Тінькова, В. І. Третьяк, Д. Л. Фанг, Ф. Ферелла, Р. Черуллі, Ф. Шимкович, І. Б.-К. Щербаков, В. І. Юматов</i>	75
Шлях побудови модельного глобального оптичного потенціалу у підході подвійної згортки на прикладі взаємодії ^6Li	
<i>О. А. Понкратенко, В. М. Кир'янчук, В. В. Улещенко, Ю. М. Степаненко, С. Ю. Межєвич, Ю. О. Ширма, К. Русек, К. Кемпер, А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик, І. І. Вертегел</i>	76
INR of NAS of Ukraine is working out new horizons of experiments LHCb (CERN) and CBM (GSI/FAIR) at the era of their high luminosities	
<i>V. M. Pugatch, S. B. Chernyshenko, V. M. Dobishuk, S. M. Koliiev, O. A. Kot, O. O. Kshyvanskyi, O. S. Kovalchuk, V. O. Kyva, V. Ie. Lukashenko, O. Yu. Okhrimenko, Ie. O. Petrenko, M. V. Pugach, D. M. Ramazanov</i>	78
Monolithic active pixel sensors for the CBM STS upgrade	
<i>V. M. Pugatch, S. B. Chernyshenko, V. M. Dobishuk, O. O. Kshyvanskyi, M. V. Pugach</i>	80
Вивчення радіаційного випромінювання теплового генератора Росії на основі літій-нікель-водневої суміші	
<i>В. А. Пиеничний, О. О. Грицай, В. М. Павлович, О. І. Кальченко, В. М. Венедиктов, В. А. Лібман</i>	82
Система моніторингу пучків іонізуючого випромінювання на основі металевих мікростріпових детекторів	
<i>Д. М. Рамазанов, В. М. Пугач, О. С. Ковальчук, В. О. Ківа</i>	84
Possible cosmic rays origin of periodic components in gamma background signals	
<i>A. D. Skorbin</i>	86
Проекція даних на кінематичну криву та переведення спектра в одновимірну форму при обробці двовимірних спектрів у методиці E1/E2	
<i>О. М. Соколов</i>	88
Пошук альфа-розпаду природних ізотопів неодиму	
<i>Н. В. Сокур, П. Беллі, Р. Бернабей, Р. С. Бойко, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Р. Черуллі, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, М. Лаубенштейн, А. Леончіні, В. Мерло, О. Г. Поліщук, В. І. Третьяк</i>	90
Реакція однейтронної передачі при взаємодії іонів ^{13}C при енергії 97 MeV з ядрами ^{13}C	
<i>Ю. М. Степаненко, І. І. Вертегел, М. Волінска-Ціхоцька, К. Кемпер, М. Ковальчик, Дж. Колуччі, Є. І. Коций, О. Е. Куцук, С. Ю. Межєвич, О. А. Понкратенко, Е. Пясецькі, А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик, К. Русек, А. Столаж, А. Тицька, В. В. Улещенко, О. О. Чепурнов, Ю. О. Ширма</i>	92
Дослідження рідкісних ядерних розпадів природних ізотопів платини	
<i>В. І. Третьяк, Б. Вер, Ф. А. Даневич, Д. В. Касперович, Б. М. Кропив'янський, Г. Люттер, Г. Маріссенс, О. Г. Поліщук, М. В. Романюк, Х. Стрех, С. Тесаліна, М. Хюльт, А. Юнханс</i>	94
Розробка та тестування прототипу цифрового аналізатора імпульсних сигналів	
<i>Р. Ю. Чаплинський, М. І. Доронін, Т. В. Микитюк, Е. С. Петросян</i>	95
Секція 3. Атомна енергетика	
Перспективи впровадження технологій MMR в Україні	
<i>В. І. Борисенко</i>	97
Methodology for the preparation of recommendations for extension of the resource of the existing and newest elements of reactor vessel internals	
<i>D. V. Breslavsky, O. A. Tatarinova, S. O. Karpov, G. D. Tolstolutska</i>	99
Реалізація програми зразків-свідків енергоблоків ВВЕР-1000 при переході на паливні збірки ТВЗ-WR	
<i>В. М. Буканов, О. В. Грищенко, С. А. Радченко, В. М. Ревка, О. В. Тригубенко, Е. М. Чалий, Л. І. Чирко</i>	101
Дозиметричні вимірювання біля зовнішньої поверхні корпусів реакторів ВВЕР	
<i>В. М. Буканов, О. Г. Васильєва, Т. М. Лашко, О. М. Пугач, Л. В. Ковальова, Л. С. Колесниченко</i>	103

Багатофункціональний комплекс ситуаційних вправ як новий етап у підвищенні кваліфікації спеціалістів з фізичної ядерної безпеки	
<i>В. І. Гаврилюк, А. В. Гаврилюк-Буракова, С. С. Драпей,</i> <i>Б. В. Кайдик, В. В. Пархоменко, А. В. Самсоненко</i>	105
Особливості визначення лінійного енерговиділення твелів ВВЕР-1000 за сигналами детекторів прямої зарядки, розташованими в периферійних тепловидільних збірках	
<i>В. В. Горанчук, В. І. Борисенко</i>	106
Діяльність українського центру ядерних даних: задачі та можливості	
<i>О. О. Грицай, О. І. Кальченко</i>	108
Визначення активності ^{41}Ca в радіоактивних матеріалах АЕС	
<i>В. О. Желтоножський, Д. Є. Мизніков, А. М. Саврасов, В. І. Слісенко, Д. М. Бондарьков</i>	110
Визначення вмісту ^{93}Zr, ^{99}Tc та ^{93}Mo в радіоактивних матеріалах АЕС	
<i>В. О. Желтоножський, Д. Є. Мизніков, А. М. Саврасов, В. І. Слісенко, Л. В. Садовніков</i>	112
Визначення домішок у зразках синтезованих порошків титанату диспрозію Dy_2TiO_5, легованих молібденом, та у вихідних оксидах методом ICP-MS	
<i>О. Жуков, Д. Кутній, І. Малюк, М. Стрільчук, В. Тришин, І. Чернов</i>	114
Теплогідравлічна частина моделі реактора ВВЕР-1000 для розрахунків кодом Serpent 2 енерговиділення в активній зоні	
<i>В. В. Ількович</i>	116
Додаткова програма зразків-свідків для металу корпусу реактора блока № 1 Хмельницької АЕС	
<i>В. М. Ревка, Л. І. Чирко, Ю. В. Чайковський, О. В. Шкапак, О. В. Тригубенко</i>	118
Можливості застосування методології імовірнісного аналізу безпеки АЕС для оцінки фізичної ядерної безпеки АЕС	
<i>А. В. Самсоненко, Є. М. Письменний, С. С. Драпей, С. В. Клецов</i>	119
Оцінка радіаційного навантаження на фрагмент опорного стакана ВВЕР-1000	
<i>В. В. Філонов, О. В. Коваленко, Ю. С. Філонова, Д. О. Федоров</i>	120
Оцінка аксіальної нерівномірності енерговиділення в теплогенеруючому каналі з надкритичними параметрами теплоносія	
<i>В. В. Філонов, О. В. Коваленко, Ю. С. Філонова, Д. О. Федоров</i>	122
Вплив режиму експлуатації ядерного палива ВВЕР-1000 на його активність і залишкове енерговиділення під час зберігання	
<i>М. С. Юров, В. В. Горанчук, В. І. Борисенко</i>	124

**Секція 4. Радіаційна фізика
та радіаційне матеріалознавство**

Фотолюмінесценція L-валіна, опроміненого електронами на мікротроні М-30	
<i>Ю. А. Бандурин, А. М. Завілопуло, Н. І. Святюк</i>	126
Фазова стабільність наночастинок Fe під впливом індукованих радіацією вакансій	
<i>Ю. С. Білогородський, А. С. Шпірян</i>	128
Негативний диференціальний опір у світлодіодах InGaN із квантовими ямами	
<i>Р. М. Вернидуб, Л. А. Кот, Ю. Б. Мирошніченко, Т. І. Мосюк, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i>	129
Особливості рекомбінаційних властивостей світлодіодів із квантовими ямами	
<i>Р. М. Вернидуб, П. Г. Литовченко, Т. І. Мосюк, І. В. Петренко, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i> ...	131
Вплив радіаційних дефектів на властивості світлодіодів InGaN/GaN із квантовими ямами	
<i>Р. М. Вернидуб, Т. І. Мосюк, М. Б. Пінковська, О. І. Радкевич, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i>	132
Доповнення до моделі еволюції мікроструктури лавоподібних паливовмісних матеріалів Чорнобильської АЕС	
<i>С. В. Габелков, І. В. Жиганюк</i>	134
Комп'ютерна модель джерела нейтронів на лінійному прискорювачі електронів ЛПЕ-30	
<i>С. П. Гоков, В. М. Горбач, В. В. Кантеміров, В. Й. Касілов,</i> <i>Л. М. Колтакова, О. А. Люхтан, Є. В. Цяцько</i>	136
Автоколивання в молекулярних кристалах опромінованих електронами	
<i>І. Ю. Голіней, С. В. Оникієнко</i>	138
Визначення критичної температури крихкості металу корпусу реактора у вихідному стані	
<i>М. М. Заразовський</i>	140

Вплив хімічного фактора на радіаційне окрихчення і зміцнення основного металу і металу зварних швів корпусів реакторів ВВЕР-1000	
<i>М. М. Заразовський, В. М. Ревка, Л. І. Чирко</i>	142
Моделювання фазових перетворень у нітриді ніобію	
<i>В. І. Іващенко, Н. Ю. Павлова, В. І. Шевченко</i>	144
Захист від водню за допомогою покриттів CrN	
<i>С. О. Карпов, О. С. Куррін, Г. Д. Толстолицька</i>	146
Динаміка острівців великої густини екситонів у площині квантової ями під дією зовнішньої сили	
<i>В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков</i>	148
Центри забарвлення у легованих та нелегованих LiF, опромінених електронами з енергією 18 MeV	
<i>О. М. Поп, І. Г. Мезела, Й. Й. Гайніш, М. П. Візенко, І. Ю. Роман</i>	150
Influence of entropy changes on the first passage time in the thermodynamics of trajectories	
<i>V. V. Ryazanov</i>	152
Оптимізація технології отримання функціональних алмазоподібних покриттів для радіаційних детекторів на основі Cd_{1-x}Zn_xTe з різними оптичними та електричними властивостями	
<i>О. Б. Смірнов, Р. К. Савкіна, Є. В. Малий, Д. П. Стратілат</i>	154
Формування ґратки в структурі острівців електронно-діркової рідини в дихалькогенідах при однорідному оптичному накачуванні	
<i>В. Й. Сугаков, А. А. Чернюк</i>	156
Визначення величини енергетичної неупорядкованості в аморфних оксидних напівпровідниках	
<i>І. І. Фіщук</i>	158
Секція 5. Фізика плазми та керований термоядерний синтез	
Параметри плазми в потоках несамостійного дугового розряду в чистих парах молібдену	
<i>А. Г. Борисенко</i>	160
Швидкі магнітоакустичні моди в токамаках	
<i>О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко, Т. С. Руденко</i>	162
Опір індукційних антен, що збуджують хвилі в обмеженій замагніченій плазмі	
<i>В. Ф. Вірко, Ю. В. Вірко</i>	164
Визначення магнітних координат для конфігурацій токамачного типу	
<i>А. А. Гурін, В. Я. Голобородько</i>	166
Моди йонної циклотронної емісії з великими хвильовими числами	
<i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко</i>	168
Диференційне рівняння з неоднорідними коефіцієнтами на повздовжню комплексну амплітуду електричного поля	
<i>В. М. Лапкін, М. А. Белошенко</i>	169
Study of the combined glow microwave discharge on the Uragan-2M stellarator	
<i>Yu. P. Martseniuk, Yu. V. Kovtun, V. E. Moiseenko, A. V. Lozin, Y. V. Siusko, A. N. Shapoval, O. V. Yevsiukov, V. B. Korovin, E. D. Kramskoy, M. M. Kozulya, D. I. Baron, I. K. Tarasov, A. Gorjaev</i>	171
Біфуркаційний аналіз лінійно нестійкої трихвильової дисипативної системи зв'язаних мод з квадратичною нелінійністю	
<i>В. С. Марченко, С. М. Резник</i>	172
Інфернальні альфвеніві моди	
<i>В. С. Марченко, С. М. Резник, Я. І. Колесниченко</i>	174
Про вплив домішок металів на властивості плазми підводних розрядів	
<i>В. Г. Панченко, П. В. Порицький, Л. М. Свята</i>	176
Утримання перехідних частинок у бі-гвинтових конфігураціях типу Wendelstein	
<i>А. В. Тихий, Я. І. Колесниченко</i>	178
Особливості розпаду щільної плазми високовольтних імпульсних розрядів у воді з домішками металів	
<i>О. А. Федорович, Л. М. Войтенко, В. В. Гладковський</i>	180
Характеристика фізико-хімічних властивостей систем з обертовим ковзним розрядом у плазмі	
<i>В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, С. С. Недовєсов, О. М. Цимбалюк, К. В. Юхименко, Д. Д. Третьяков</i>	182

Реакції диспропорціонування ферроцену у плазмово-рідинній системі з обертовим ковзним розрядом, що занурений у рідину	
<i>В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, К. В. Юхименко, С. В. Шульга, Д. Д. Третьяков, О. М. Цимбалюк, С. С. Недовесов, Н. В. Матлах</i>	184
Зміни структури власних мод при збудженні та гамуванні	
<i>Ю. В. Яковенко, В. І. Саламон, С. В. Тарасенко</i>	186
Секція 6. Радіоекологія та радіобіологія	
Особливості формування дози опромінення надземних та підземних органів <i>Phragmites australis</i>	
<i>В. В. Беляєв, О. М. Волкова, С. П. Пришляк, Д. І. Гудков, В. В. Скиба</i>	188
До координації пов'язаних з ядерною енергією процесів	
<i>В. М. Горбачук, Т. О. Бардадим, М. І. Лупей, Д. І. Ніколенко, Л. О. Батіг, Д. О. Рибачок</i>	190
Збіги альфа-частинок і конверсійних електронів у альфа-спектрах урану і плутонію	
<i>М. О. Григоренко, О. П. Жуков, М. М. Заяць, І. А. Малюк, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин</i>	192
Потужність поглиненої дози зовнішнього опромінення представників іхтіофауни озер у чорнобильській зоні відчуження	
<i>О. С. Каглян, Д. І. Гудков, В. В. Беляєв, Л. П. Юрчук, Н. А. Поморцева, О. О. Гупало, М. О. Меньковська</i>	194
The assessment of unorganized radioactive releases through openings and splits on up levels of the Shelter object structure within 1998 - 2022	
<i>О. К. Kalynovskiy, V. O. Krasnov</i>	196
Дослідження вольфрамових бар'єрів до гетерогенних реакцій ізотопного обміну тритію	
<i>О. В. Коваленко, О. О. Кряжич</i>	198
Радіаційний стан як компонент екологічної обстановки Чорнобильського радіаційно-екологічного біосферного заповідника	
<i>К. Д. Корепанова</i>	200
Сучасні радіоекологічні та радіобіологічні дослідження стану трансформованих екосистем ближньої зони аварії на ЧАЕС	
<i>А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, Н. К. Родіонова, Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, О. Б. Ганжа, В. А. Шитюк, Д. О. Вишневський</i>	202
Екологічні і соціальні загрози для населення зони спостереження АЕС	
<i>В. А. Прилико, М. М. Морозова, Ю. Ю. Озерова, А. В. Гришан, О. О. Пелюх</i>	204
Стан локальних ценопопуляцій <i>Glyceria maxima</i> (Hartm.) Holmb. у водних об'єктах чорнобильської зони відчуження	
<i>М. С. Прокопук, Д. І. Гудков</i>	206
Оцінка фізіолого-біохімічних змін у пострадіаційних генераціях штамів <i>Cladosporium cladosporioides</i> з ознакою позитивного радіотропізму та за її відсутності	
<i>Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський, Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук</i>	208
Анатомо-морфологічні зміни репродуктивних органів очерету звичайного у водоймах чорнобильської зони відчуження	
<i>Н. Л. Шевцова, А. А. Явнюк, В. В. Беляєв, С. П. Пришляк, Д. І. Гудков</i>	209
Залежність оптичних і структурних змін фізіологічного розчину від величини поглинутої дози (I) опромінення електронами	
<i>Л. І. Асламова, Г. І. Довбешко, О. П. Гнатюк, М. А. Заболотний, В. М. Яцук, М. Ю. Лосицький, В. П. Ващишин, В. Б. Неймаш, В. Ю. Поварчук</i>	211
Study of bird erythrocytes living in the Chornobyl Exclusion Zone during the early stage of life	
<i>О. Burdo, E. Tukulenko, T. Mappes, S. Piirto, I. Chyzhevskiy, P. C. Watts, S. Ruuskanen</i>	213
Стан кровотворної системи <i>Myodes glareolus</i> та <i>Apodemus flavicollis</i> за разового опромінення	
<i>О. Б. Ганжа, Н. К. Родіонова, А. І. Липська, В. В. Павловський</i>	214
Алометричні співвідношення та дозові навантаження для типових представників мишоподібних гризунів Чорнобильської зони відчуження	
<i>І. П. Дрозд, В. В. Павловський, В. І. Ніколаєв, О. О. Бурдо, Д. О. Вишневський</i>	216
Підвищення цитостатичної/цитотоксичної активності протипухлинних препаратів за допомогою високоенергетичних електронів	
<i>М. А. Заболотний, Л. І. Асламова, Г. І. Довбешко, О. П. Гнатюк, Г. І. Соляник, В. Б. Неймаш, В. Ю. Поварчук, Д. Л. Колесник</i>	218

Імунний статус осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, після перенесення Covid-19 <i>Л. М. Зварич, Н. А. Голярик, В. В. Панченко, Д. А. Бази́ка, О. А. Беляєв</i>	220
До питання щодо можливого впливу воєнної агресії російської федерації на дози опромінення жителів радіоактивно забруднених територій України та їхню демографічну ситуацію <i>О. М. Іванова, Н. В. Гу́нько, С. В. Масюк, Н. В. Короткова, В. Б. Будерацька, З. Н. Бойко</i>	222
Смертність від непухлинних хвороб учасників ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС. Період спостереження 1988 - 2021 рр. <i>О. А. Капустинська, К. Є. Прикащикова</i>	224
Визначення індивідуальної радіочутливості людини при спільному застосуванні методу кометного електрофорезу і цитогенетичного аналізу <i>Д. А. Курінний, Л. В. Неумержицька, М. Г. Романенко</i>	226
Оцінка мішеневих та немішеневих пошкоджень геному в соматичних клітинах людини з використанням даних цитогенетичного аналізу та кометного електрофорезу <i>Д. Курінний, О. Демченко, М. Романенко, Л. Неумержицька, С. Рушковський</i>	228
Цитогенетична оцінка доз опромінення осіб персоналу ЧАЕС із застосуванням калібрувальних залежностей «доза - ефект» для джерел ⁶⁰Co та ¹³⁷Cs <i>В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок, Л. К. Бездробна</i>	230
Нейропсихологічні особливості в учасників ліквідації наслідків Чорнобильської катастрофи у віддалений післяаварійний період та в осіб, які зазнали радіаційного впливу за різних умов опромінення під час воєнного стану в Україні <i>К. В. Куц, І. В. Перчук, К. Ю. Антипчук, Г. Ю. Крейніс</i>	232
Вплив факторів мікрооточення опромінених мишей Balb/C на гемопоетичні клітини-попередники у культурі дифузійних камер <i>in vivo</i> <i>І. З. Руссу, Д. І. Білько, Н. М. Білько</i>	234
Радіаційна безпека та протирадіаційний захист військовослужбовців – оцінка чинної нормативної бази в Україні <i>Л. В. Рушак, О. М. Іванько, В. А. Потапчук, Д. О. Рушак, Д. А. Бази́ка, А. А. Чумак</i>	235
Effects of long-term radiation exposure on somatic mutagenesis in representatives of small rodent natural populations from the Chernobyl Exclusion Zone <i>Н. М. Riabchenko, О. О. Burdo, А. І. Lypska</i>	237
Досвід медичної експертизи встановлення зв'язку захворювань, що призвели до інвалідності та смерті, з впливом радіаційного опромінення та інших шкідливих чинників внаслідок Чорнобильської катастрофи (35 років) <i>В. О. Сушко, О. О. Колосинська</i>	238
Оцінка ефективності впливу бінарних променевих технологій на злоякісні клітини людини <i>in vitro</i> <i>В. В. Талько, Г. Й. Лавренчук, О. Д. Почапінський, А. В. Чернишов</i>	240
Birds inhabiting the Chernobyl exclusion zone: Study of consequences of early-life low-dose ionizing exposure <i>Е. Tukulenko, Т. Mappes, S. Piirto, О. Burdo, І. Chyzhevskiy, Р. С. Watts, S. Ruuskanen</i>	241
Дослідження впливу феномену ефекту свідка на стабільність хромосом лімфоцитів периферичної крові людини <i>О. В. Шеметун, О. О. Талан, О. Б. Дибська</i>	242
Авторський покажчик	244

VORTEX OCTUPOLE MODE IN KINETIC MODEL
OF COLLECTIVE EXCITATIONS IN NUCLEI

V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska

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

The isoscalar octupole response of heavy spherical nuclei is analyzed within a kinetic model based on the Vlasov kinetic equation for finite systems with moving surfaces. This semiclassical model gives a satisfactory qualitative description of the low-energy octupole response (the low-lying collective mode and the low-energy octupole resonance) and of the high-energy octupole resonance that is observed in heavy nuclei [1]. However, our octupole response displays also a novel resonance structure between the low-energy octupole resonance and the high-energy one (at around 12 MeV for a system with $A = 208$ nucleons), Fig. 1. In this paper the nature of this resonance structure is studied, in particular, we consider effects of dynamic surface on this resonance structure and the character of the velocity field associated with this resonance.

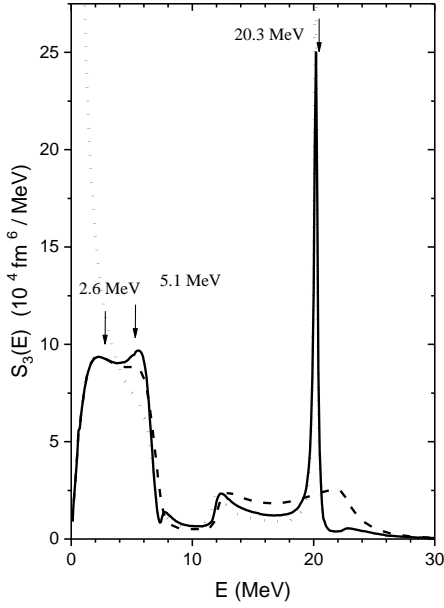


Fig. 1. The octupole strength function is shown in different approximations: the exact strength function within our model (solid curve), evaluated without taking into account the residual interaction between nucleons (dashed curve) and evaluated when the surface tension parameter vanishes (the dotted curve). The system contains $A = 208$ nucleons. The experimental centroid energies of the low-lying collective state, low- and high-energy octupole resonances for ^{208}Pb are indicated by arrows.

In our model, a nucleus is treated as a gas of interacting nucleons confined to a spherical cavity with a moving surface. The isoscalar octupole response function is determined as

$$R(\omega) = \int d\vec{r} \int d\vec{p} r^3 Y_{3M}^*(\vartheta, \varphi) \delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega), \quad (1)$$

where δn is the fluctuation of the phase-space distribution function related to the isoscalar octupole excitations, which is found within our kinetic model, and $Y_{3M}(\vartheta, \varphi)$ are spherical harmonics. In Fig. 1 the octupole strength function $S(\omega) = -(1/\pi) \text{Im} R(\omega)$ is shown in different approximations ($E = \hbar\omega$). We can see from this figure (compare solid and dashed curve) that, while the residual interaction changes drastically the response in the high-energy octupole resonance region, at the resonance structure region around energy 12 MeV the octupole response is affected only slightly by the interaction. In Fig. 1 we also show (the dotted curve) the octupole response by putting the surface tension parameter equal to zero. In this approximation, our octupole response has a pole at zero frequency, which displays a shape instability against octupole deformations, while the resonance structure around energy 12 MeV is practically unaffected by the surface tension. Taking into account the results shown in Fig. 1, we can conclude that the novel octupole resonance structure around 12 MeV is due to dynamic surface effects like the low-energy isoscalar dipole resonance (toroidal dipole mode) [2].

In kinetic theory, the (Fourier-transform in time) velocity field associated with the collective excitation at energy $E = \hbar\omega$ is determined as

$$\vec{u}(\vec{r}, \omega) = (m\rho_0)^{-1} \int d\vec{p} \vec{p} \delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega), \quad (2)$$

where ρ_0 is the nuclear equilibrium density and m is nucleon mass. This local dynamic quantity describes the spatial distribution of the average nucleon velocity under a collective excitation. Taking the Z -axis in the direction of the external field, we consider the velocity field in the meridian plane XZ , so the radius-vector of the particle is defined as $\vec{r} = (x, y=0, z)$. The results of numerical calculations of the velocity fields associated with the novel resonance structure around 12 MeV and with the high-energy resonance of the octupole strength function at centroid energies, see Fig. 1, are shown in Fig. 2.

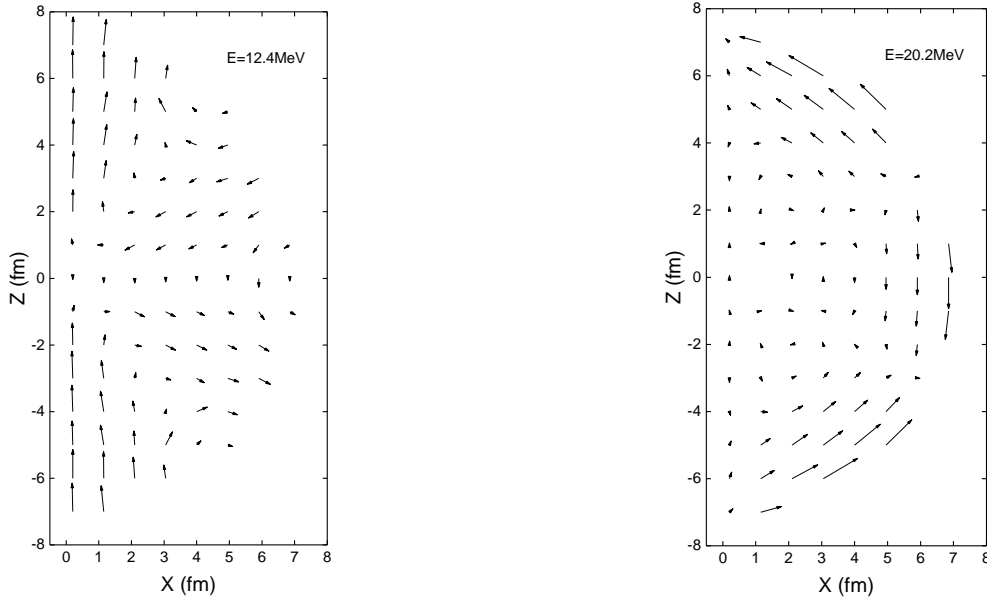


Fig. 2. The velocity fields in the XZ -plane are associated with the novel resonance structure around 12 MeV and with the high-energy resonance of the octupole strength function. The velocity fields are calculated at the centroid energies 12.4 and 20.2 MeV, respectively, see Fig. 1 (solid curve). The system contains $A = 208$ nucleons.

Calculations display a vortex character of the velocity field associated with the novel low-energy resonance in three surface regions of the nuclear fluid, while the velocity field related to the high-energy resonance exhibits a shape octupole deformation and also involves a compression inside the nuclear fluid.

We found that the dynamic nuclear surface gives rise to a resonant structure in the isoscalar octupole response of heavy nuclei, which is similar to the low-energy dipole resonance (toroidal mode) observed in heavy nuclei. It is shown that this octupole resonance is due to dynamic surface effects and the velocity field associated with this octupole resonance has a vortex character in the surface region of the nuclear fluid.

1. V.I. Abrosimov et al. Nucl. Phys. A 727 (2003) 220.
2. V.I. Abrosimov, O.I. Davydovska. Nucl. Phys. A 1031 (2023) 122609.

**ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ РЕАКЦІЙ $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$,
ОДЕРЖАНІ НА ОСНОВІ ПОТЕНЦІАЛУ МОДИФІКОВАНОГО МЕТОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ
З УРАХУВАННЯМ КОРА**

О. І. Давидовська¹, В. О. Нестеров¹, В. Ю. Денисов¹

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У рамках модифікованого методу Томаса - Фермі було розраховано густини розподілу нуклонів та потенціали ядерно-ядерної взаємодії для реакцій $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$. При розрахунках враховано усі доданки з точністю до членів другого порядку по \hbar у квазікласичному розкладі кінетичної енергії. В якості нуклон-нуклонної взаємодії використовувалися сили Скірма, залежні від густини нуклонів. У рамках такого підходу розподіли нуклонної густини у ядрах, що взаємодіють, також визначалися за допомогою модифікованого методу Томаса - Фермі, а для сил Скірма в обох випадках ми використовували параметризацію SkP.

Для більш зручного проведення подальших розрахунків одержані нами потенціали було представлено в аналітичній формі, при цьому форма параметризації потенціалу повинна враховувати наявність кора відштовхування для адекватного опису перерізів пружного розсіяння. З огляду на це, традиційна форма параметризації Вудса - Саксона, яку ми використовували, зокрема, в [1], нас не влаштовує. Для того, щоб врахувати наявність кора на малих відстанях, ми приєднали до потенціалу Вудса - Саксона ще один доданок, за формою аналогічний виразу для кінетичної енергії у методі Томаса - Фермі, який повинен забезпечити необхідне відштовхування на малих відстанях. Тобто, загальний вираз для потенціалу набуває вигляду:

$$V_{FIT}(R) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{R-R_0}{d_0}}} + \left(\frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{R-C}{a}}} \right)^{5/3}. \quad (1)$$

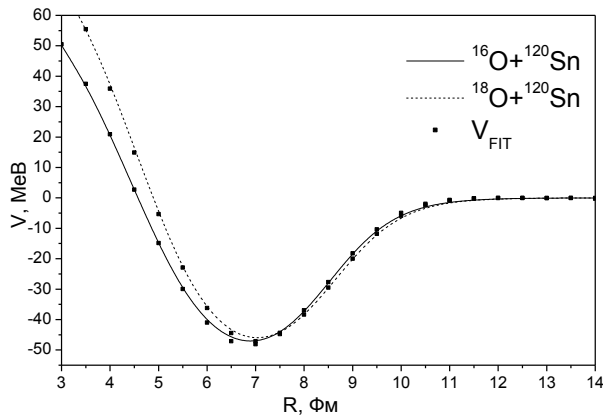


Рис. 1. Потенціали взаємодії для реакцій $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$, одержані в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, а також представлення відповідного потенціалу в аналітичній формі (V_{FIT}).

На основі отриманих потенціалів (рис. 1) було проведено розрахунок перерізів пружного розсіяння в рамках оптичної моделі для систем для систем $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 55$ та $65,75$ MeV, $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 60, 66,73$ та 72 MeV. При цьому в якості дійсної частини потенціалу використаємо знайдені нами потенціали ядерно-ядерної взаємодії (13), що апроксимують ядерно-ядерний потенціал, одержаний у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, а уявну частину потенціалу беремо у вигляді [2 - 4]:

$$W(R) = - \frac{W_w}{1 + \exp\left[\frac{R - r_w (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_w}\right]} - \frac{W_s \exp\left[\frac{R - r_s (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_s}\right]}{d_s \left\{ 1 + \exp\left[\frac{R - r_s (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_s}\right] \right\}^2}, \quad (2)$$

де W_w , r_w , d_w , W_s , r_s , d_s - це сила, радіус та дифузність об'ємної (W) та поверхневої (S) частин уявного ядерного потенціалу. Приклади одержаних нами перерізів пружного розсіяння наводяться на рис. 2 та 3.

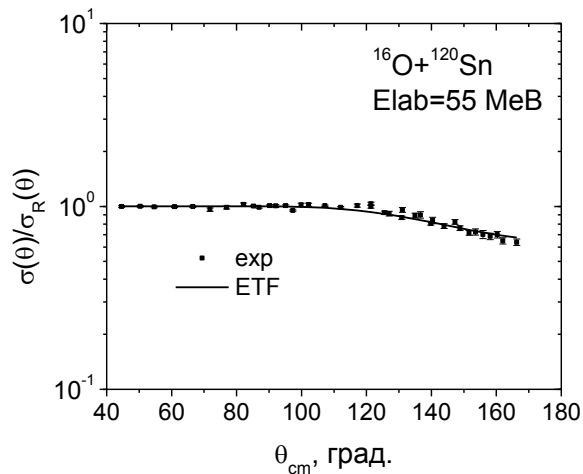


Рис. 2. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 55$ MeB, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини. Експериментальні дані (exp) взято з роботи [2].

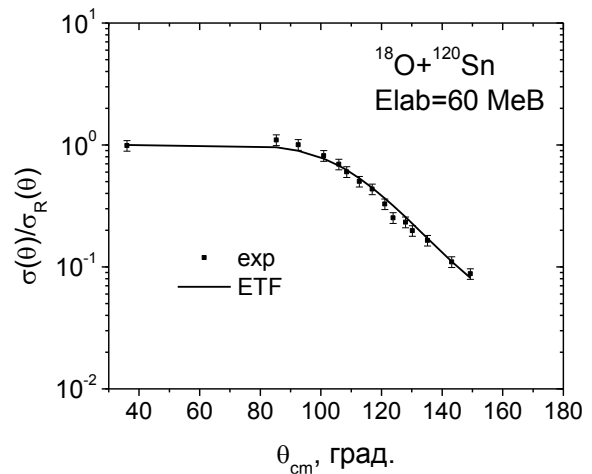


Рис. 3. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 60$ MeB, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини. Експериментальні дані (exp) взято з робіт [2 - 4].

Відзначимо, що при розрахунках використовувався однаковий вираз дійсної частини ядерно-ядерного потенціалу для кожної реакції за різних енергій, а підганялася лише уявна частина. Як бачимо, одержані нами перерізи добре узгоджуються з експериментальними даними. Як показав наш аналіз, величини реальних частин потенціалів та параметрів r_w та r_s для систем $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ дуже близькі. Однак, у випадку системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ величини параметрів W_w , W_s , d_w , та d_s більше, ніж відповідні значення для системи $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$. Це вказує на більш суттєвий вплив інших каналів у випадку системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ та внесок додаткових нейтронів у диффузність нуклонної густини та потенціалу.

1. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nuclear Physics A 1018 (2022) 122372.
2. B.C. Robertson et al. Physical Review C 4 (1971) 2176.
3. H.G.Bohlen et al. Zeitschrift fur Physik A 273 (1975) 211.
4. K.E.Rehm et al. Physical Review C 12 (1975) 1945.

**ПОПЕРЕЧНІ ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ДЛЯ СИСТЕМ $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$
У РАМКАХ МОДИФІКОВАНОГО МЕТОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ
З УРАХУВАННЯМ КОРА ВІДШТОВХУВАННЯ**

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для вивчення основних властивостей ядерних реакцій, зокрема поперечних перерізів, необхідно знання потенціалу ядерно-ядерної взаємодії. У даній роботі для побудови такого потенціалу було використано напівмікроскопічний підхід, зокрема модифікований метод Томаса - Фермі. В якості нуклон-нуклонної взаємодії застосовувалися залежні від густини сили Скірма [1 - 4], для яких використано параметризацію SkM*. У модифікованому наближенні Томаса - Фермі із силами Скірма ядерно-ядерний потенціал на досить малих відстанях між ядрами, коли їхні нуклонні густини починають суттєво перекриватися, демонструє яскраво виражений кор відштовхування [5]. Його поява пов'язана зі значною величиною нестисканості ядерної матерії.

Отже, в рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі [1 - 4] було розраховано потенціали ядерно-ядерної взаємодії для реакцій $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ та $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$. Для проведення подальших розрахунків отриманий нами потенціал було представлено в аналітичній формі, при цьому дуже важливим є врахування кора відштовхування. Тому аналітичну форму потенціалу ми взяли у вигляді потенціалу Вудса - Саксона і приєднали до нього ще один доданок, за формою аналогічний виразу для кінетичної енергії у методі Томаса - Фермі, що повинен забезпечити необхідне відштовхування на малих відстанях:

$$V_{FIT}(R) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{R-R_0}{d_0}}} + \left(\frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{R-C}{a}}} \right)^{5/3}. \quad (1)$$

У формулі (1) містяться шість параметрів підгонки V_0 , R_0 , d_0 , V_c , C , a . Значення цих параметрів знаходимо мінімізацією для максимально точного опису реалістичного потенціалу, знайденого в рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма.

Отримані нами потенціали взаємодії та їх представлення в аналітичній формі V_{FIT} наведено на рис. 1. Як видно з рисунка, запропонована форма потенціалу підгонки V_{FIT} дуже добре описує реалістичний потенціал ядерно-ядерної взаємодії, який отримано у чисельних розрахунках.

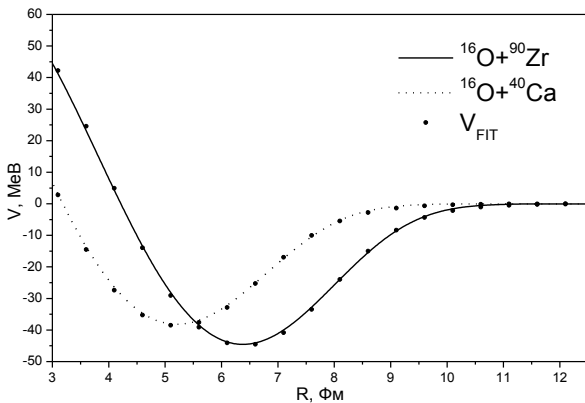


Рис. 1. Ядерна частина потенціалів взаємодії для реакцій $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ та $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$, одержаних у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, а також їхнє представлення в аналітичній формі (V_{FIT}).

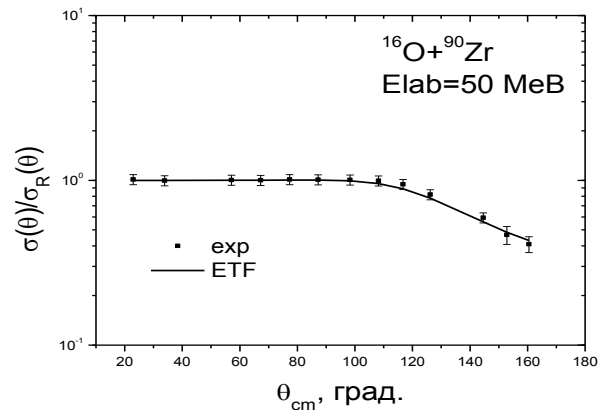


Рис. 2. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ за енергії пучка $E_{lab} = 50$ MeV, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини, а також експериментальні дані (exp).

Використовуючи отримані потенціали ядерно-ядерної взаємодії в якості дійсної частини і додаючи уявну, ми розрахували перерізи пружного розсіяння в рамках оптичної моделі для систем $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ за енергії пучка $E_{lab} = 40, 47, 60$ MeV та $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ за енергії пучка $E_{lab} = 50, 80, 138,2$ MeV. Приклади одержаних результатів представлено на рис. 2, 3 та 4. Як бачимо з рисунків, знайдені нами перерізи пружного розсіяння добре описують наявні експериментальні дані. Відзначимо, що для кожної реакції за різних енергій у розрахунках використовувався однаковий вираз для дійсної частини потенціалу, а підганялася лише уявна частина.

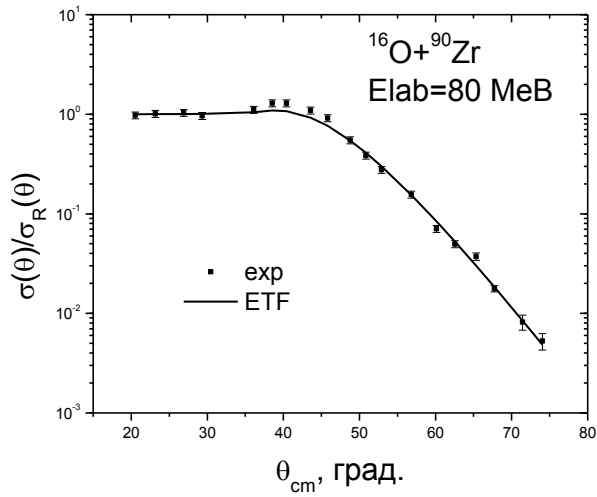


Рис. 3. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ за енергії пучка $E_{lab} = 80$ MeV, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини, а також експериментальні дані (exp).

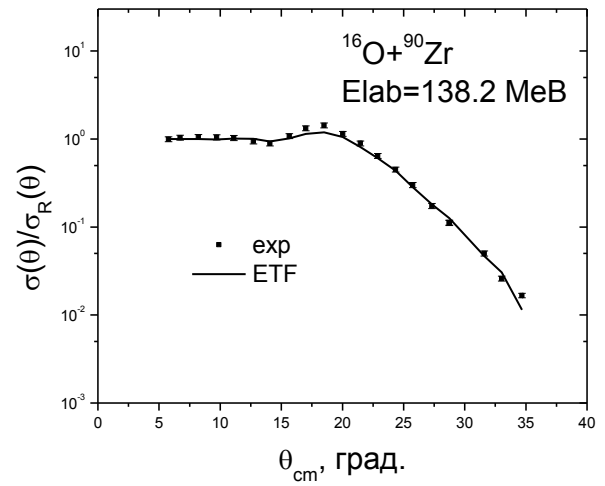


Рис.4. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ за енергії пучка $E_{lab} = 138,2$ MeV, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини, а також експериментальні дані (exp).

1. M. Brack, C. Guet, H.V. Nakanson. Phys. Rep. 123 (1985) 275.
2. В.О Нестеров, О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов. Ядерна фізика та енергетика 20(4) (2019) 349.
3. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. УФЖ 62(6) (2017) 471.
4. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nucl. Phys. A 989 (2019) 214.
5. V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya. Ukr. J. Phys. 55 (2010) 861.

ESTIMATION OF THE DOUBLE ALPHA-DECAY HALF-LIFE

V. Yu. Denisov

*National Institute of Nuclear Physics, Legnaro National Laboratories, Legnaro, Italy
Faculty of Physics, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

The decay mode related to the emission of a single α -particle has been discussed very widely and is well-known. The emission of two α -particles by the nucleus can be going sequentially and simultaneously. The sequential emission of two α -particles is described in the framework of traditional α -decay models. There are two different possibilities for the emission of two α -particles by a nucleus depending on the distance between preformed α -particles in the parent nucleus. The one is related to the emission of two α -particles at the small distance between them. This process is very similar to the emission of ${}^8\text{Be}$ cluster from the nucleus with subsequent decay of ${}^8\text{Be}$ in two α -particles. Note that the half-life of ${}^8\text{Be}$ is very short ($81.9 \cdot 10^{-18}$ s [1]). Therefore, the emission of ${}^8\text{Be}$ leads factually to the simultaneous appearance of two α -particles in experiments. There are many different approaches related to the description of cluster emission from nuclei [2 - 4].

If the distance between the preformed α -particles in the parent heavy nucleus is large then the nuclear attraction between the α -particles is negligible. Therefore, the α -particles only interact by the long-range Coulomb interaction. The value of the Coulomb interaction potential of α -particles located on the opposite sides of the nucleus is the smallest of any other mutual orientation of the alpha-particles located at the same distances from the center of the daughter nucleus. Due to this, there is another decay mode related to the simultaneous emission of two alpha-particle from opposite sides of the nucleus [5]. This mode is the double-alpha decay. The double-alpha decay is a new radioactivity mode. The model for calculating the double-alpha decay half-lives is proposed in Ref. [5].

The α -decay half-lives and the α -capture cross sections are simultaneously described in the framework of the unified model for α -decay and α -capture (UMADAC) [6]. The α -decay and α -capture take place in the same α -nucleus potential, but the relative motion of the α -particle and nucleus are going in opposite directions in these processes. Due to this, the experimental data are described in the UMADAC accurately because the α -nucleus potential is defined well [6]. Now, this model is extended to the case of the simultaneous emission of two α -particles from opposite sides of the nucleus.

The model for the calculation of the double α -decay half-life of even-even nuclei is discussed in detail in Ref. [5]. The shape of the parent nuclei is prolate. The shape of the daughter nuclei formed after the double α decay is considered spherical in the model. The 32 nuclei with the smallest values of the double α decay half-life are found (Table).

The 32 nuclides with the smallest values of the double α -decay half-lives $T_{\alpha\alpha}$

Nucleus	$Q_{\alpha\alpha/2}$	$Q_{1\alpha}$	$Q_{2\alpha}$	T_{life}	$\log_{10}(T_{1\alpha})$	$\log_{10}(T_{\alpha\alpha})$	$\log_{10}(T_{\text{UNIV } {}^8\text{Be}})$	$\log_{10}(T_{\text{TUDL } {}^8\text{Be}})$
${}^{108}\text{Xe}$	4.83	4.57	5.10		-4.58	-2.56	10.01	9.08
${}^{224}\text{Pu}$	10.01	9.83	10.19		-5.06	-2.16	8.17	9.64
${}^{222}\text{U}$	9.67	9.48	9.85	4.7 μs	-5.00	-2.14	8.49	9.89
${}^{226}\text{Pu}$	9.24	8.99	9.48		-2.88	-0.27	11.67	13.24
${}^{224}\text{U}$	8.80	8.63	8.97	396 μs	-2.70	0.07	12.58	14.07
${}^{222}\text{Th}$	8.34	8.13	8.54	2.24 ms	-2.08	0.53	13.73	15.15
${}^{110}\text{Xe}$	4.08	3.87	4.29	93 ms	-1.14	0.75	16.31	15.22
${}^{220}\text{Ra}$	7.90	7.60	8.20	17.9 ms	-1.23	0.98	14.86	16.18
${}^{194}\text{Rn}$	7.78	7.86	7.69	780 μs	-2.20	1.31	14.93	16.03
${}^{196}\text{Rn}$	7.47	7.62	7.32	4.7 ms	-1.47	2.26	16.76	17.86
${}^{160}\text{W}$	6.05	6.07	6.03	90 ms	-0.88	2.37	17.78	18.09
${}^{198}\text{Rn}$	7.17	7.35	6.99	65 ms	-0.61	3.24	18.65	19.74
${}^{224}\text{Th}$	7.45	7.30	7.60	1.04 s	0.77	3.41	19.10	20.50
${}^{222}\text{Ra}$	6.97	6.68	7.26	33.6 s	2.24	4.19	20.87	22.15
${}^{200}\text{Rn}$	6.85	7.04	6.66	1.09 s	0.44	4.37	20.81	21.88
${}^{220}\text{Rn}$	6.66	6.40	6.91	55.6 s	2.35	4.41	21.59	22.75
${}^{112}\text{Xe}$	3.38	3.33	3.42	2.7 s	2.27	4.90	24.22	22.80

Nucleus	$Q_{\alpha\alpha/2}$	$Q_{1\alpha}$	$Q_{2\alpha}$	T_{life}	$\log_{10}(T_{1\alpha})$	$\log_{10}(T_{\alpha\alpha})$	$\log_{10}(T_{\text{UNIV } ^8\text{Be}})$	$\log_{10}(T_{\text{UDL } ^8\text{Be}})$
^{202}Rn	6.54	6.77	6.31	9.7 s	1.43	5.54	23.07	24.11
^{204}Rn	6.26	6.55	5.98	1.242 m	2.31	6.68	25.26	26.25
^{154}Er	4.32	4.28	4.35	3.73 m	4.54	7.30	28.04	27.65
^{224}Ra	6.10	5.79	6.40	3.6319 d	6.41	7.91	27.87	29.00
^{222}Rn	5.85	5.59	6.12	3.8215 d	6.30	7.98	28.31	29.32
^{158}Yb	4.23	4.17	4.28	1.49 m	6.57	9.16	31.29	30.91
^{114}Xe	2.71	2.72	2.70	10.0 s	7.39	10.31	34.57	32.62
^{152}Dy	3.50	3.73	3.27	2.38 h	6.99	11.69	36.70	35.75
^{156}Er	3.60	3.48	3.73	19.5 m	10.46	12.27	37.54	36.70
^{154}Dy	2.88	2.95	2.81	3.0 My	14.08	17.58	48.03	46.43
^{150}Gd	2.67	2.81	2.53	1.79 My	13.98	18.32	49.71	47.85
^{152}Gd	2.10	2.20	1.99	108 Ty	22.18	26.54	65.65	62.73
^{148}Sm	1.94	1.99	1.90	6.3 Py	24.00	27.24	67.32	64.10
^{118}Xe	1.46	1.39	1.53	3.8 m	29.17	29.58	71.96	67.49
^{146}Nd	1.24	1.18	1.30	stable	43.24	42.92	98.52	92.79

Note. $Q_{\alpha\alpha}$ is the double α -decay Q-value, $Q_{1\alpha}$ is the first α -decay Q-value, and $Q_{2\alpha}$ is the second α -decay Q-value. T_{life} is the half-life of the nuclide in the ground state [1]. $T_{1\alpha}$ is the half-life of the parent nucleus related to the ground-state to the ground-state α -transition, and $T_{\alpha\alpha}$ is the half-life of the parent nucleus related to the ground-state to the ground-state double α -transition. $T_{\text{UNIV } ^8\text{Be}}$ and $T_{\text{UDL } ^8\text{Be}}$ are the half-lives of the parent nucleus related ^8Be emission from the ground-state of the parent nucleus to the ground-state of the daughter nucleus evaluated using the formulas in Refs. [4] and [3], respectively. The values of Q-value are given in MeV and evaluated using the atomic mass evaluation [7], the values of $T_{1\alpha}$, $T_{\alpha\alpha}$, and $T_{^8\text{Be}}$ are given in seconds.

The double-decay of nuclei is a rare process with relatively large values of the half-lives, see Table. Nevertheless, there is an experimental possibility to observe it in accelerator experiments. The emission of ^8Be cluster leads also to decay in two α -particles. However, the half-lives of the double α -decay are much smaller than the half-lives of the emission of ^8Be cluster, see Table.

The alpha particles emitted in the double α -decay are flying in opposite directions. Therefore, the double α -decay may be observed experimentally by coinciding signals of the two α -particle detectors located in opposite directions from the parent nucleus. The energy of the α -particles emitted in the double α -decay is slightly different from the energies of the two alpha particles emitted sequentially. This property may be used for the double α -decay observation additionally.

1. G. Audi et al. The NUBASE2016 evaluation of nuclear properties. Chinese Phys. C 41 (2017) 030001.
2. V.Yu. Denisov. Phys. Rev. C 88 (2013) 044608.
3. C. Qi et al. Universal decay law in charged-particle emission and exotic cluster radioactivity. Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 072501.
4. D.N. Poenaru, R.A. Gherghescu, W. Greiner. Single universal curve for cluster radioactivities and α decay. Phys. Rev. C 83 (2011) 014601.
5. V.Yu. Denisov. Estimation of the double alpha-decay half-life. Phys. Lett. B 835 (2022) 137569.
6. V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya, I.Yu. Sedykh. Improved parametrization of the unified model for α decay and α capture. Phys. Rev. C 92 (2015) 014602.
7. F.G. Kondev et al. The NUBASE2020 evaluation of nuclear physics properties. Chinese Phys. C 45 (2021) 030001.

MULTIDIMENSIONAL HARMONIC OSCILLATOR MODEL OF SUBBARRIER FUSION

V. Yu. Denisov

*National Institute of Nuclear Physics, Legnaro National Laboratories, Legnaro, Italy
Faculty of Physics, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

The study of fusion reactions at sub-barrier energies has seen increased interest in recent years [1 - 7]. The fusion process has been assumed to occur if colliding nuclei either penetrate or overcome the resultant barrier formed due to Coulomb, nuclear, and centrifugal terms. The one-dimensional barrier penetration model is related to the transmission coefficient through the potential barrier when the Coulomb, nuclear, and centrifugal potential terms depend only on the distance between mass centers of colliding nuclei. The simple one-dimensional barrier penetration model underestimates the subbarrier heavy-ion fusion cross-section [1 - 7]. It was shown that the fusion cross-section is strongly enhanced by the coupling to the low-energy surface vibrational states of both nuclei. The transfers of neutrons with a positive Q-value between fusing heavy ions enhance the fusion cross-section too. These effects are well-known and widely discussed [1 - 7].

The reactions involving two complex many-particle subsystems are described by the Schrodinger equation. The total wave function of the system can be expressed in the form of the product the wave function of the relative motion of the system and the wave functions related to the intrinsic coordinates of the system [1, 3, 4, 6]. The projection on the specific intrinsic state of the system is made by multiplying the Schrodinger equation of the system by the wave function of a specific intrinsic state of the system and an integration on the intrinsic coordinates of the system. Traditionally, the coupled potentials of the channels with different intrinsic states are linked to the derivatives of the interaction on the intrinsic coordinates and the strength of the intrinsic state amplitudes [1, 3, 4, 6].

The new coupled-reaction channel model for heavy-ion fusion reaction around the barrier is proposed [8]. The 2^+ and 3^- surface vibrational states of both nuclei are described in the harmonic oscillator approach. All the one- and two-phonon excitations are taken into account. The shapes of colliding ions are considered axially symmetric relative to the axis connected to the mass centers of ions. Due to this, the ion-ion interaction is simplified. The coupling potentials of the coupled-reaction channel system of the Schrodinger equations are obtained by a numerical integration without taking the derivatives of the interaction on the vibration coordinates. Therefore, all values of the intrinsic deformation coordinates of the one- and two-phonon states are taken into account at a numerical integration. For the sake of simplicity, the solution of the system of the coupled-reaction channel equations is obtained using diagonalization at the barrier [1]. Such a method is successfully applied in the coupled channel approach [1, 4].

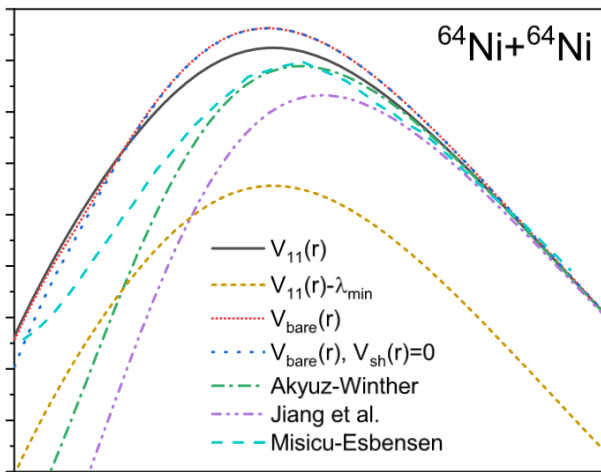


Fig. 1. The comparison of the dressed $V_{11}(r)$, bare $V_{\text{bare}}(r)$ nucleus-nucleus potential with and without the shell correction contribution, and effective potential $V_{11}(r) + \lambda_{\text{min}}$ for system $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ for $L = 0$. The Akyuz - Winther [9], Jiang et al. [5], and Misticu - Esbensen [6] potentials for $L = 0$ are also presented.

The bare potential and the dressed coupled-reaction channel potential are compared. The dressed potential is related to the integral of the wave functions of the low-energy surface vibration states and the nucleus-nucleus interaction over the coordinates [8]. It is shown that the dressed potential is smaller than the bare one around the barrier (Fig. 1). This barrier reduction is related to the interaction of the elongated shapes of colliding ions. This leads to the enhancement of barrier transmission.

The total potential determines the nuclear part of the interaction between spherical nuclei, which consists of the macroscopic and shell-correction contributions. The macroscopic contribution is the traditional heavy-ion potential. The shell correction contribution increases the thickness of the nucleus-nucleus potential below the barrier if the values of shell correction of the colliding nuclei are negative.

In this case, the fusion cross-sections at deep subbarrier collision energies decrease due to the shell correction contribution to the potential (Fig. 2). The comparison of the dressed $V_{11}(r)$, bare $V_{\text{bare}}(r)$ nucleus-nucleus potential with and without the shell correction contribution, effective potential affected by the coupling

channels $V_{11}(r) + \lambda_{\min}$, and other potentials used for system $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ for $L = 0$. λ_{\min} is the minimal eigenvalue related to the diagonalization of the coupled-reaction channel equations at the barrier.

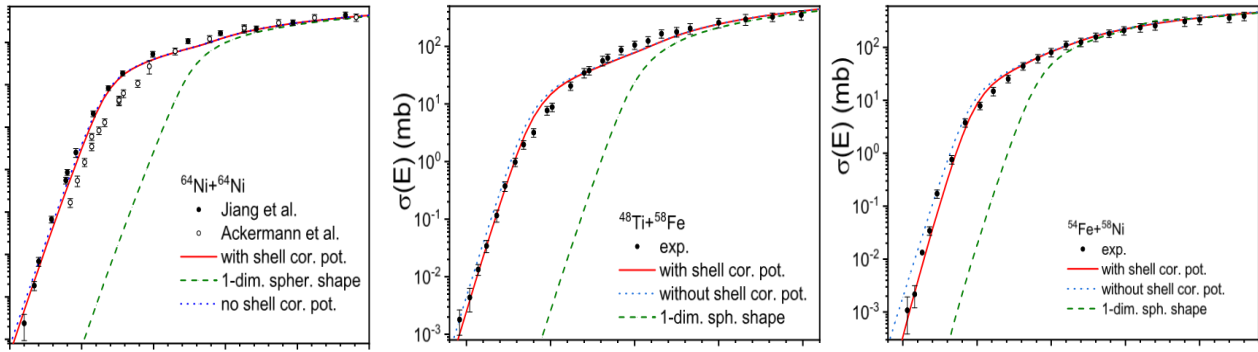


Fig. 2. The comparison of the theoretical fusion cross-section evaluated in the framework of our model with and without the shell correction contribution to the nucleus-nucleus potential for the systems $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Fe}$, and $^{54}\text{Fe} + ^{58}\text{Ni}$ with the experimental data from Refs. [2] (Ackermann et al.), from Ref. [5] (Jiang et al.), and [7]. The result of the 1-dimensional (no-coupling) model obtained for the bare potential is also presented.

The comparison of the fusion cross-section evaluated in the framework of our model for the systems $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Fe}$, and $^{54}\text{Fe} + ^{58}\text{Ni}$ with and without the shell correction contribution confirms the important influence of the shell effects at subbarrier collision energies, see Fig. 2. The strongest shell effect is manifested in the reaction $^{54}\text{Fe} + ^{58}\text{Ni}$ because the shell correction contribution is the highest. The manifestations of the shell effects in the reactions $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Fe}$ and $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ are smaller.

In conclusion, the new coupled-reaction channel model for the subbarrier fusion of heavy ions is presented in Ref. [8]. In the framework of this model, the coupled-reaction channel system of the Schrodinger equations is obtained without taking the derivatives of the interaction on the vibration coordinates. Therefore, all values of the intrinsic deformation coordinates of the one- and two-phonon states are taken into account at a numerical integration. The low-energy surface vibrational states of both nuclei are described in the harmonic oscillator approach in the framework of this model. The role of shell-correction contribution to the ion-ion potential is clearly shown.

1. C.H. Dasso et al. A study of Q-value effects on barrier penetration. Nucl. Phys. A 407 (1983) 221.
2. D. Ackermann et al. Cross sections and average angular momenta in the fusion of $^{28}\text{Si} + ^{94,100}\text{Mo}$ and $^{58,64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$. Nucl. Phys. A 609 (1996) 91.
3. K. Hagino, N. Rowley, A.T. Kruppa. A Program for coupled channels calculations with all order couplings for heavy ion fusion reactions. Comp. Phys. Comm. 123 (1999) 143.
4. V.Yu. Denisov. Subbarrier heavy ion fusion enhanced by nucleon transfer. Eur. Phys. J. A 7 (2000) 87.
5. C. L. Jiang et al. Influence of nuclear structure on sub-barrier hindrance in Ni + Ni fusion. Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 012701.
6. S. Misicu, H. Esbensen. Signature of shallow potentials in deep sub-barrier fusion reactions. Phys. Rev. C 75 (2007) 034606.
7. A.M. Stefanini et al. Fusion of $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Fe}$ and $^{58}\text{Ni} + ^{54}\text{Fe}$ below the Coulomb barrier. Phys. Rev. C 92 (2015) 64607.
8. V.Yu. Denisov. Multidimensional harmonic oscillator model of subbarrier fusion Eur. Phys. J. A 58 (2022) 91.
9. R.O. Akyuz, A. Winther. In: Nuclear structure and heavy-ion reactions. Proc. Enrico Fermi Int. School of Physics, 1979 (North-Holland, Amsterdam, 1981) p. 491.

CALCULATION OF THE FISSION FRAGMENT CHARACTERISTICS IN THE THREE-BODY MODEL OF BINARY FISSION

V. Yu. Denisov

*National Institute of Nuclear Physics, Legnaro National Laboratories, Legnaro, Italy
Faculty of Physics, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

The mass and charge distributions of primary fragments are very important characteristics of nuclear fission. The mass dependence of the fission fragment distribution is often described phenomenologically by the Gaussian [1]. The fragment mass distribution is considered as the superposition of the symmetric and various asymmetric fission modes. Understanding the physical nature of the Gaussian behavior of the mass dependence of the fission fragment distribution is very important for the fission theory. To describe this nature the statistical scission-point models for the mass distribution of fission fragments have been proposed [2, 3, 4].

It is well known, that immediately before the rupture, the one-body fissioning form is similar to the two heavy fragments connected by a neck. After scission, the nucleons that form the neck can merge with heavy fragments and form the deformed fission fragments [5]. There is also a possibility, that the neck nucleons form one or two α -particles, which locate between the heavy fragments [5]. The existence of such a possibility is confirmed by the experimental observation of ternary and quaternary fission. Recall that the ternary α -particles are formed between fragments and emitted mainly from the neck domain [1]. The scission system in the model [5] can consist of the two-, three- and four-body scission systems. The two-body scission systems relate to the two heavy deformed fragments. The three- and four-body scission systems consist of two heavily deformed fragments and one or two α -particles between them, respectively. The yield of the fission fragments in this model is proportional to the number of states over the barrier of the total interaction potential energy of the two-, three- and four-body systems [5].

After passing the barrier, the distance between the α -particle and the nearest nucleus is smaller than the barrier distance of the α -nucleus potential. Due to this, the α -particle can only emit by sub-barrier tunneling through the barrier of the α -nucleus potential, and most of the α -particles fuse with the nearest nucleus. The primary fragments of the binary fission detected in the experiment are mainly formed. If the α -particle is not fusing with the nearest fragment and tunneling through the barrier of the α -nucleus potential, then ternary fission occurs.

The nuclide yields, mass and charge dependencies of the fragments yield, the kinetic energy, and the number of neutrons emitted by the fragments calculated in the model [5] for binary fission of ^{235}U by thermal and 14 MeV neutrons agree well with the available experimental data [5]. Now we extend this model for a description of the nuclide yields as well as the fragment mass and charge distributions for the neutron-induced fission of $^{227,229,232}\text{Th}$, ^{231}Pa , $^{237,238}\text{Np}$, $^{232,233,234,235,236,237,238}\text{U}$, $^{238,239,240,241,242}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$, $^{242,243,244,245,246,248}\text{Cm}$, $^{249,251}\text{Cf}$, ^{254}Es , and ^{255}Fm [6]. The three-body systems are taken into account in the model now. A comparison of the calculated mass and charge distributions of fission fragments for the several reactions in linear and logarithmic scales with the experimental data [7] is given in Figs 1 and 2. Each distribution is presented in both linear and logarithmic scales because such presentation of the distributions gives mutual-complemented information.

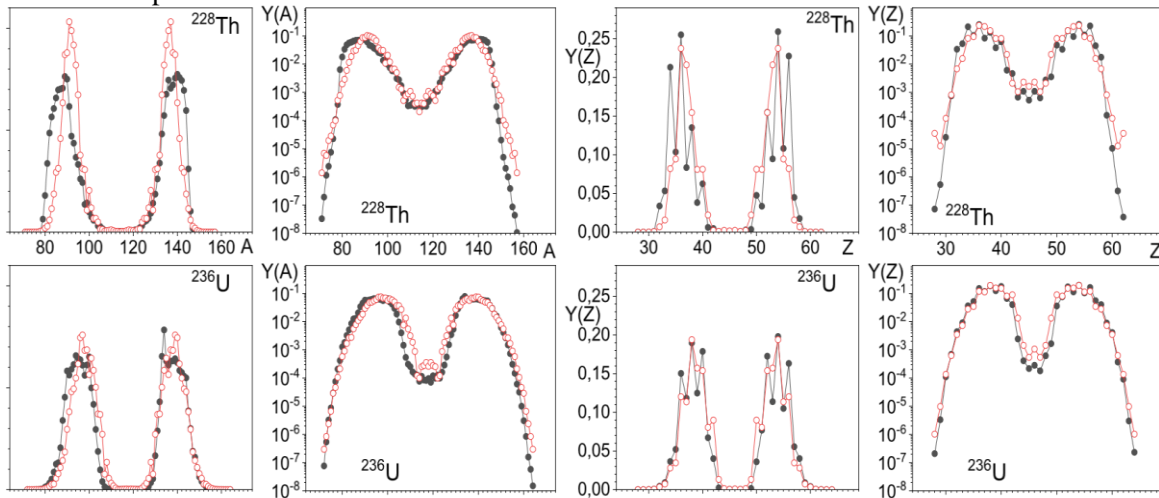


Fig. 1. Comparison of the mass and charge distributions of fission fragments for the reactions $n_{\text{therm.}} + ^{227}\text{Th} \rightarrow ^{228}\text{Th} \rightarrow f$ and $n_{\text{therm.}} + ^{235}\text{U} \rightarrow ^{236}\text{U} \rightarrow f$ in linear and logarithmic scales calculated in the model (open dots) with the experimental data (filled dots) taken from Ref. [7].

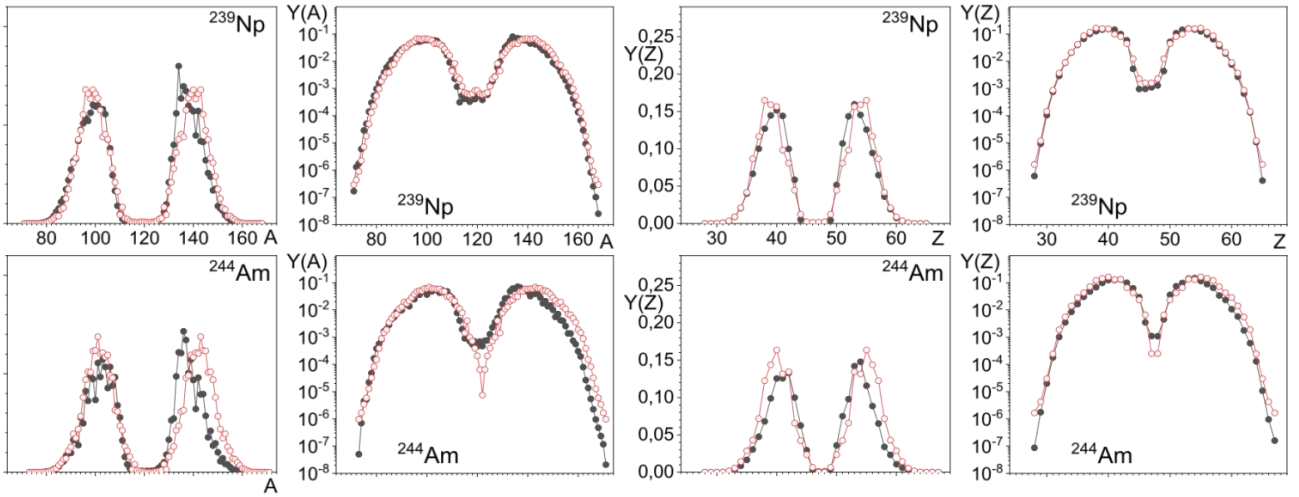


Fig. 2. Comparison of the mass and charge distributions of fission fragments for the reactions $n_{500\text{keV}} + {}^{238}\text{Np} \rightarrow {}^{239}\text{Np} \rightarrow f$ and $n_{500\text{keV}} + {}^{243}\text{Am} \rightarrow {}^{244}\text{Am} \rightarrow f$ in linear and logarithmic scales calculated in the model (open dots) with the experimental data (filled dots) taken from Ref. [7].

The calculated in-model values of the pre-scission averaged total kinetic energy of fission fragments (TKE) for some fissioning nuclei agree well with the available experimental data (Table). The details are presented in Ref. [6].

The experimental and theoretical values of TKE of primary fragments

Fissioning nucleus	$TKE_{\text{theor.}}$, MeV	$TKE_{\text{exp.}}$, MeV	Fissioning nucleus	$TKE_{\text{theor.}}$, MeV	$TKE_{\text{exp.}}$, MeV
${}^{230}\text{Th}$	167.9	163.6 ± 0.5	${}^{236}\text{U}$	172.8	170.6 ± 0.6
${}^{233}\text{Th}$	167.8	162	${}^{237}\text{U}$	172.8	170.5
${}^{232}\text{Pa}$	170.3	166.6 ± 0.5	${}^{239}\text{U}$	172.7	170.2 ± 1.4
${}^{233}\text{U}$	173.2	170.7 ± 0.5	${}^{238}\text{Np}$	175.2	174.7 ± 0.6
${}^{234}\text{U}$	173.0	171.5 ± 0.2	${}^{239}\text{Pu}$	177.8	179.7 ± 0.5
${}^{235}\text{U}$	173.0	170.58 ± 0.05	${}^{240}\text{Pu}$	177.7	178.8 ± 0.5

In conclusion, the nuclide yields, the fission fragment mass, and charge distributions in 30 actinides as well as TKE for some fissioning nuclei are well described using the three-body scission configuration [6].

1. R. Vandenbosch, J.R. Huizenga. Nuclear Fission (New York, Academic Press, 1973).
2. P. Fong. Statistical Theory of Nuclear Fission: Asymmetric Fission. Phys. Rev. 102 (1956) 434.
3. B.D. Wilkins, E.P. Steinberg, R.R. Chasman. Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects. Phys. Rev. C 14 (1976) 1832.
4. M.C. Duijvestijn, A.J. Koning, F.-J. Hamsch. Mass distributions in nucleon-induced fission at intermediate energies. Phys. Rev. C 64 (2001) 014607.
5. V.Yu. Denisov, I.Yu. Sedykh. Calculation of fission fragment characteristics for the reactions $n_{\text{th}} + {}^{235}\text{U}$ and $n_{14\text{MeV}} + {}^{235}\text{U}$. Eur. Phys. J. A 57 (2021) 129.
6. V.Yu. Denisov. Calculation of the fission fragment characteristics in the three-body model of binary fission. Eur. Phys. J. A 58 (2022) 188.
7. K. Shibata, et al. JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering. J. Nucl. Sci. Technol. 48 (2011) 1.

THE 5-DIMENSIONAL LANGEVIN APPROACH TO FISSION OF HEAVY NUCLEI

F. A. Ivanyuk¹, C. Ishizuka², S. Chiba²

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

²*Tokyo Institute of Technology, 152-8550 Tokyo, Japan*

We describe the nuclear fission process by the four-dimensional set of Langevin equations [1] for the shape degrees of freedom given by the two-center shell model (TCSM) parameterization [2]. The fifth (neck) parameter of TCSM ε was kept constant, $\varepsilon = 0.35$.

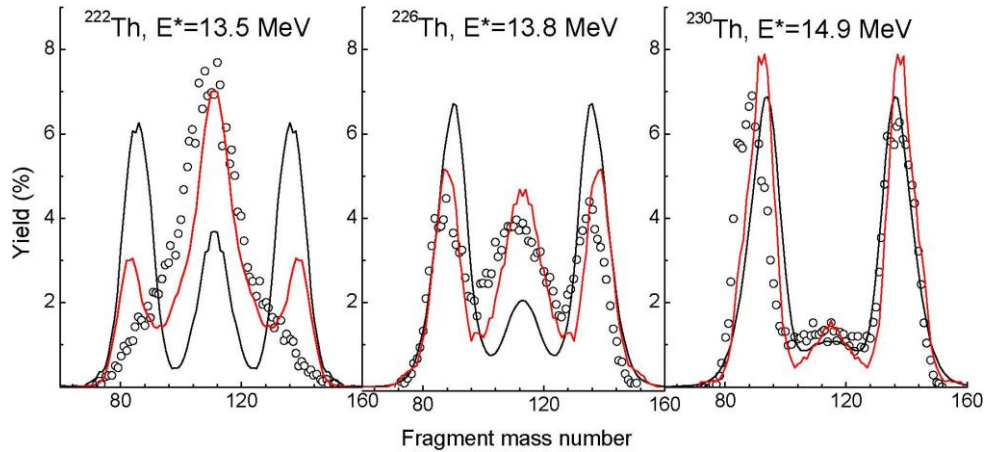
The potential energy is calculated within the macroscopic-microscopic method.

The collective mass M and friction, γ tensors are defined both in macroscopic (Werner - Wheller and wall-and-window formula) and microscopic (linear response theory) approaches. For the diffusion tensor, we use the modified Einstein relation, $D = \gamma T_{\text{eff}}$, where T_{eff} is the effective temperature, introduced by H. Hofmann and D. Kiderlen.

We start calculations from the ground state shape with zero collective velocities and solve equations until the neck radius of the nucleus turns zero (scission point). At the scission point, the solutions of Langevin equations supply the complete information about the system, its shape, excitation energy, collective velocities.

The knowledge of the shape at the scission point makes it possible to calculate the mass distribution of fission fragments. The results of numerous calculations for the actinide nuclei are in reasonable agreement with the available experimental data.

Within the 4D approach, we tried to clarify which of the two double magic nuclei, ^{132}Sn and ^{208}Pb , is more important for the formation of the most probable fragment. It turned out, that both are important. In the fission process of super-heavy nuclei, one would observe both, the fragment with the mass number close to ^{132}Sn , $A_F \approx 140$ plus the rest, and almost spherical fragment with the mass number $A_F \approx 208$ plus the rest.



The fission fragment mass distributions of a few Thorium isotopes calculated within 4D (black lines) and 5D (red lines) approaches. The experimental data [3] are shown by the circles.

Recently we have extended the 4D approach to 5D by considering the neck parameter ε as a dynamical variable too. The preliminary 5D calculations demonstrate much better agreement with the experimental data as compared with 4D calculations (Figure).

1. C. Ishizuka et al. Phys. Rev. C 96 (2017) 064616.
2. J. Maruhn, W. Greiner. Z. Phys. 251 (1972) 431.
3. A. Chatillon et al. Phys. Rev. C 99 (2019) 054628.

FOUR BOTTOM QUARK PRODUCTION IN PROTON-PROTON COLLISIONS AT THE LHC ENERGIES

V. V. Kotlyar^{1,2}

¹ National Science Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, Ukraine

² Department of Physics, Lund University, Lund, Sweden

Production of bottom quarks serves an effective testing ground for methods and models in perturbative quantum chromodynamics (pQCD). The calculations presented in the report have as a goal to simulate proton-proton scattering that results in four bottom quarks and light jets in the final states and to account for three first orders of pQCD at the tree level.

The simulations of the partonic process are performed with ALPGEN [1] and MadGraph5_aMC@NLO [2, 3]. The cross-sections of

$$p + p \rightarrow 2 (b \bar{b}) + n \text{ jet} + X \quad (1)$$

with $n = 0, 1$, and 2 are computed at the energy $s^{1/2} = 13$ TeV. The protons and jets consist of massless gluons (g), up, down, strange and charm quarks (q) and antiquarks, bottom quarks (b) are massive. Cross-sections of partonic processes in (1), obtained with partonic distribution function (PDF) CTEQ6L1 [4], under constraints

$$p_{Tb} > 20 \text{ GeV}/c, |\eta_b| < 2.5, \Delta R(bb) > 0.7, \quad (2)$$

$$p_{Tjet} > 20 \text{ GeV}/c, |\eta_{jet}| < 2.5, \Delta R(b \text{ jet}) > 0.7, \Delta R(\text{jet jet}) > 0.7, \quad (3)$$

are shown in Fig. 1. The transverse momenta and pseudorapidity of bottom quarks (jets) are p_{Tb} and η_b (p_{Tjet} and η_{jet}), $\Delta R = ((\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2)^{1/2}$ with ϕ being the azimuthal angle.

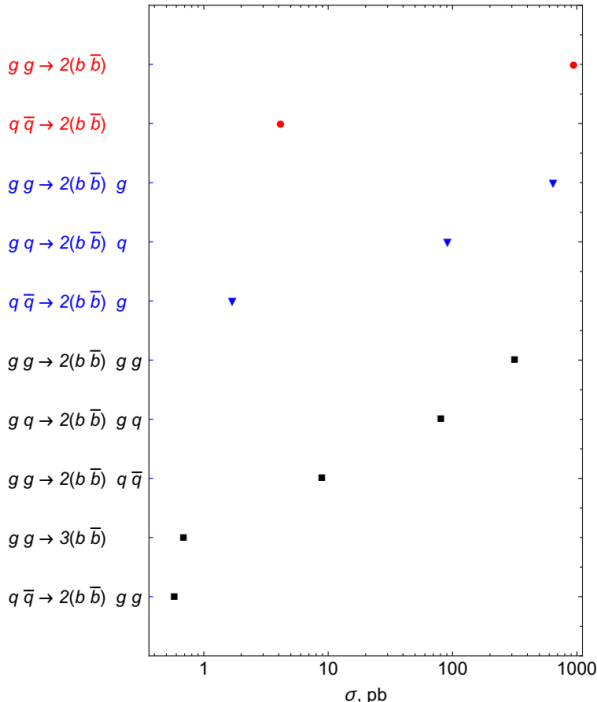


Fig. 1. Cross-sections of the partonic processes in (1).

Points \bullet , \blacktriangledown , and \blacksquare correspond to $n = 0, 1$, and 2 .

$0.77 : 0.43$ compared to $\sigma(n = 0, \bullet) : \sigma(n = 1, \blacktriangledown) : \sigma(n = 2, \blacksquare) = 1 : 0.25 : 0.09$. The latter are computed without these constraints.

The cross sections in Figs. 1 and 2 and discussed above are obtained with renormalization and factorization scale value $20 \text{ GeV}/c$.

To estimate variations δ of the cross sections due to dependence on renormalization and factorization scales, these scales are chosen to be proportional to half the sum of the transverse masses of all particles in the final states of the parton processes. Over the envelope $(1/2, 2)$ values of δ change from $+93.3 \%$ to -47%

As seen from Fig. 1, the leading contributions to the cross-section of (1) are coming from the partonic processes $g + g \rightarrow 2 (b \bar{b}) + n g$ with gluons in the initial and final states, subleading ones – from quark-gluon scattering $g + q \rightarrow 2 (b \bar{b}) + q + m g$ with $m = 0$ and 1 . Quark-antiquark annihilation $q + q_{\text{bar}} \rightarrow 2 (b \bar{b}) + n g$, production of three b – anti b quarks pairs, and $g + g \rightarrow 2 (b \bar{b}) + q + q_{\text{bar}}$ have very small influence on the integral cross sections. This observation means that the observables in the four bottom quark production are sensitive to the gluon PDFs.

Fig. 2 demonstrates that cutoffs (2) in transverse momenta and pseudorapidity of bottom quarks substantially reduce the cross-section σ of (1). Ratios of the cross-section of (1) without and with these cutoffs imposed are $\sim 600, \sim 184$, and ~ 120 for $n = 0, 1$, and 2 . Separation of b quarks and jets in pseudorapidity – azimuthal angle space $\Delta R(b \text{ jet}) > 0.7$ decreases the cross-section of (1) by $\sim 30\%$ for $n = 1$.

Under the kinematic cuts (2) relative contributions of processes with one and two jets are visibly enhanced $\sigma(n = 0, \bullet) : \sigma(n = 1, \blacktriangledown) : \sigma(n = 2, \blacksquare) = 1 : 0.77 : 0.43$

and from +79.6 % to -41.4 % for (1) with $n = 0$ and 1. Uncertainties originating from PDFs are $\pm 2.77\%$ and $\pm 1.78\%$ for $n = 0$ and 1, respectively. The uncertainties are calculated with PDFs NNPDF40 [5].

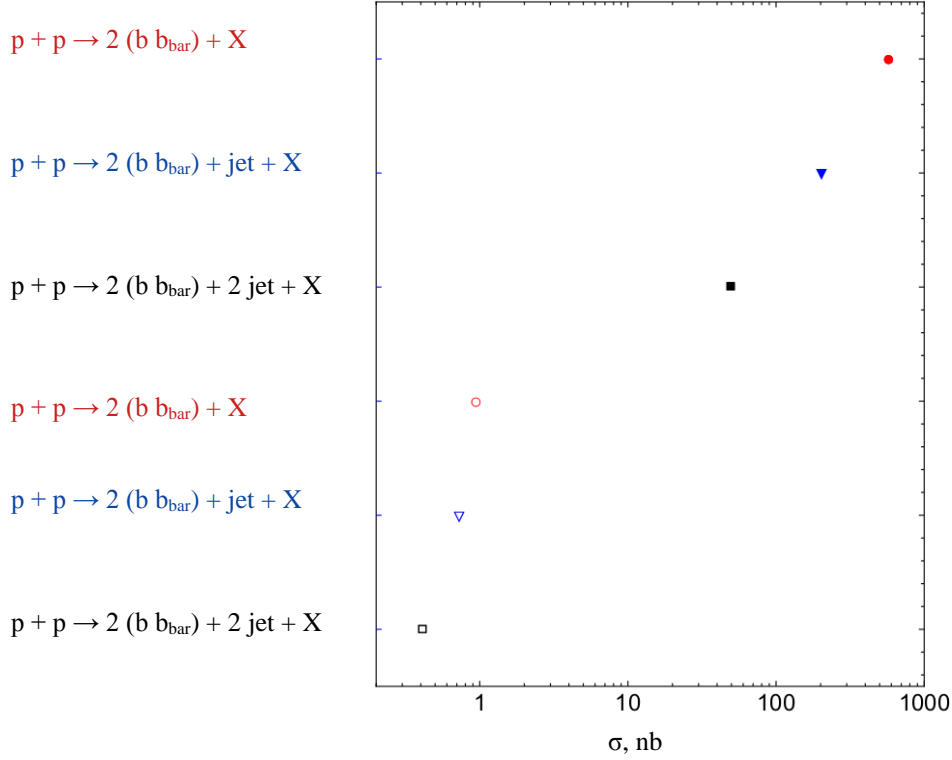


Fig. 2. Cross-section of (1). Computations with constraints (3) ((2) and (3)) are shown by filled (open) markers.

The integral cross sections and the differential distributions in the transverse momenta and the rapidity of bottom quarks, as well as in the invariant mass of b quarks pairs in (1), obtained with ALPGEN and MadGraph, are shown to be in good agreement with each other.

Investigation of partonic shower impact on observables in (1), of open beauty meson and baryon production is in progress taking advantage of Pythia event generator [6, 7].

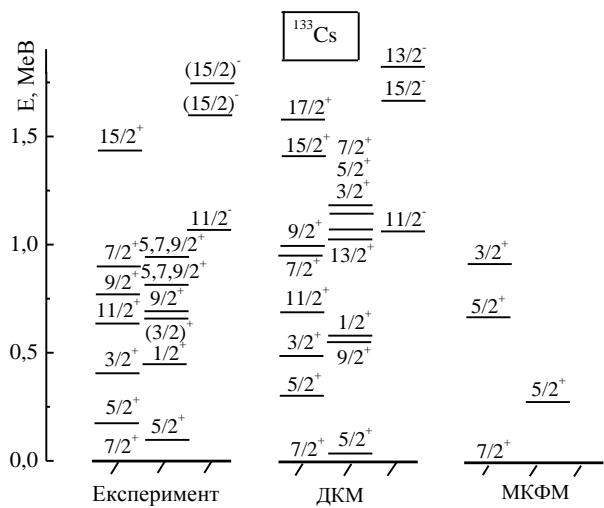
1. M.L. Mangano et al. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. JHEP 07 (2003) 001.
2. J. Alwall et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. JHEP 07 (2014) 079.
3. O. Mattelaer, K. Ostrolenk. Speeding up MadGraph5_aMC@NLO. Eur. Phys. J. C 81 (2021) 435.
4. J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis JHEP 07 (2002) 012.
5. R.D. Ball et al. The path to proton structure at 1 % accuracy. Eur. Phys. J. C 82 (2022) 428.
6. T. Sjöstrand. The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future. Comput. Phys. Commun. 246 (2020) 106910.
7. C. Bierlich et al. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. SciPost Phys. Codebases 8 (2022) 315 p.

ПОРІВНЯННЯ РОЗРАХУНКІВ БЕТА-РОЗПАДУ ^{127}Cs , ^{131}Cs , ^{133}Xe У ТРЬОХ МОДЕЛЯХ

Г. П. Куртєва

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для розрахунків використано метод, в якому враховуються квазічастинкові й багатодіагональні (до десяти діагоналей) стани основної смуги парно-парного остова, а також вплив вакуумних флуктуацій квазічастинки на перенормування одночастинкових моментів і ефективних сил [1]. Спочатку в рамках динамічної колективної моделі (ДКМ) розраховуються енергії, магнітні дипольні й електричні квадрупольні моменти, спектроскопічні фактори основного й збудженого станів ^{127}Xe , ^{131}Xe , ^{133}Cs , а також зведені ймовірності електромагнітних переходів між ними. Розрахунок бета-розпаду проводиться після обчислення цих спектроскопічних характеристик без введення додаткових параметрів. Проведено порівняння з експериментальними даними [2] та результатами розрахунків у мікроскопічній квазічастинково-діагональній моделі (МКФМ) [3] та бозонно-ферміонній моделі (БФМ) [4].



Частина схеми рівнів ^{133}Cs .

На рисунку представлено частину схеми рівнів ^{133}Cs : експериментальна, розрахована в рамках ДКМ і МКФМ. Стани розбито на групи «смуг» з урахуванням аналізу експериментальних інтенсивностей гамма-переходів і подібності хвильових функцій станів з однієї смуги в f_{jk} -представленні.

У табл. 1 наведено $\lg ft$ для переходів на збуджені стани ^{133}Cs : експериментальні, розраховані в ДКМ, МКФМ і БФМ. У першому рядку зазначено спіни станів, на які відбуваються бета-переходи, у другому – енергії цих станів, у третьому – інтенсивності бета-переходів, у четвертому – експериментальні значення $\lg ft$, у п'ятому, шостому і сьомому – розраховані в ДКМ, МКФМ і БФМ значення $\lg ft$ відповідно. Для

найінтенсивнішого бета-переходу ймовірності у ДКМ описані на півтора порядки краще, ніж у МКФМ, а для бета-переходу на $5/2_2^+$ -стан – майже на порядок краще, ніж у БФМ.

Таблиця 1. Значення $\lg ft$ для бета-розпаду $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$

I^π	$5/2_1^+$	$5/2_2^+$	$3/2_1^+$
E , кеВ	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
$\lg ft$, БФМ	5,66	8,2	5,2

У табл. 2 наведено $\lg ft$ для переходів на збуджені стани ^{131}Xe : експериментальні, розраховані в ДКМ, МКФМ і БФМ. У першому стовпці зазначено спіни стану, на який відбувається бета-перехід, у другому – енергія цього стану, у третьому – інтенсивність бета-переходу, у четвертому – експериментальне значення $\lg ft$, у п'ятому, шостому і сьомому – розраховані в ДКМ, МКФМ і БФМ значення $\lg ft$ відповідно. Ймовірності бета-переходу у ДКМ описано краще, ніж у БФМ та на півтора порядки краще, ніж у МКФМ.

Таблиця 2. Значення $\lg ft$ для бета-розпаду $^{131}\text{Cs} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$

I^π	$E_{\text{екс}}$, кеВ	I , %	$\lg ft$, експеримент	$\lg ft$, ДКМ	$\lg ft$, МКФМ	$\lg ft$, БФМ
$3/2_1^+$	0	100	5,5	5,4	3,7	6,1

У табл. 3 наведено $\lg ft$ для переходів на збуджені стани ^{127}Xe : експериментальні, розраховані в ДКМ, МКФМ і БФМ. У першому рядку зазначено спіни станів, на які відбуваються бета-переходи, у другому – енергії цих станів, у третьому – інтенсивності бета-переходів, у четвертому – експериментальні значення $\lg ft$, у п'ятому і шостому – розраховані в ДКМ і БФМ значення $\lg ft$ відповідно. Для найінтенсивнішого бета-переходу ймовірність у ДКМ описана на порядок краще, ніж у БФМ.

Таблиця 3. Значення $\lg ft$ для бета-розпаду $^{127}\text{Cs} \rightarrow ^{127}\text{Xe}$

I^π	$1/2_1^+$	$3/2_1^+$	$3/2_2^+$	$1/2_2^+$
$E_., \text{ кеВ}$	0	125	321	411
$I, \%$	12,4	5,85	0,71	67,9
$\lg ft$, експеримент	6,5	6,8	7,6	5,6
$\lg ft$, ДКМ	5,5	6,2	6,0	5,6
$\lg ft$, БФМ	3,7	8,4	4,4	4,6

1. И.Н. Вишневский и др. Вероятности бета-переходов и структура ядер. ЯФ 57(1) (1994) 17.
2. [Evaluated Nuclear Structure Data File](#).
3. J. Toivanen, J. Suhonen. Microscopic quasiparticle-phonon description of odd-mass $^{127-133}\text{Xe}$ isotopes and their β -decay. Phys. Rev. C 57 (1998) 1237.
4. K. Nomura, R. Rodriguez-Guzman, L.M. Robledo. β -decay of odd-A nuclei with the interacting boson-fermion model based on the Gogny energy density functional. Phys. Rev. C 101(2020) 024311.

ВЛАСТИВОСТІ КІНЕТИЧНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ДИФУЗІЇ ТА РУХЛИВОСТІ В ІМПУЛЬСНОМУ ПРОСТОРИ ДЛЯ ФЕРМІ СИСТЕМИ ЗІ СКІНЧЕНИМИ РОЗМІРАМИ

С. В. Лук'янов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У попередніх дослідженнях методами кінетичної теорії нами було отримано вирази для кінетичних коефіцієнтів дифузії $D_p(p)$ та рухливості $K_p(p)$ в імпульсному просторі для Фермі системи [1, 2]. Реалістичність теоретичних розрахунків $D_p(p)$ та $K_p(p)$ необхідно перевірити порівнянням з експериментально спостережуваними величинами. Дане дослідження присвячене експериментальній перевірці отриманих значень кінетичних коефіцієнтів та порівняння їх з дослідженнями інших авторів.

Коефіцієнт дифузії $D_p(p)$ можна пов'язати з двочастинковим часом релаксації τ_l збуреної поверхні Фермі мультипольності l таким співвідношенням [3]:

$$\tau_l^{-1} = l(l+1) \frac{\int_0^\infty dp \frac{\partial f_{eq}(p)}{\partial p} \frac{D_p(p)}{p}}{\int_0^\infty dp p \frac{\partial f_{eq}(p)}{\partial p}} \quad \text{для } l \geq 2, \quad (1)$$

де $f_{eq}(p)$ – рівноважна функція розподілу в імпульсному просторі Фермі системи. У рамках наближення моделі краплини Фермі рідини час релаксації τ_2 пов'язаний з шириною Γ_2 ізоскалярного гігантського квадрупольного резонансу (ІГКР) співвідношенням [4]

$$\Gamma_2 = \frac{4E_F \hbar}{m r_0^2} \frac{\tau_2}{1 + (\omega \tau_2)^2} A^{-2/3}, \quad (2)$$

де E_F – енергія Фермі, m – маса нуклона, r_0 – середня відстань між нуклонами в ядрі, а ω – частота власних коливань ІГКР.

На рис. 1 зображено порівняння розрахунків ширини Γ_2 з експериментальними даними [5]. Результати розрахунків отримано відповідно до виразів (1) та (2) при значенні коефіцієнта дифузії $D_{p,0}(p_F) \approx 3,4 \cdot 10^{-22}$ МеВ²·фм²·с та зображено суцільною червоною кривою. Дві інші пунктирні сині криві отримано для подвоєного $2 \cdot D_{p,0}(p_F)$ (нижня) та потроєного $3 \cdot D_{p,0}(p_F)$ (верхня) значень коефіцієнта дифузії. Зелена пунктирна лінія відповідає систематиці 90 МеВ [5]. Як видно з рисунка, коефіцієнт дифузії вірно відтворює ширину Γ_2 . Як відомо, у випадку ІГКР крім зіштовхувального механізму є ще одночастинковий механізм. Тому подвоєне та потроєне значення величини $D_p(p)$ хоч і добре описують ширину Γ_2 однак є нереалістичними.

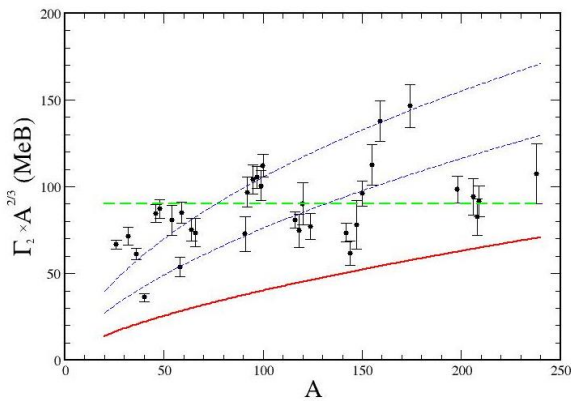


Рис. 1. Залежність ширини Γ_2 для ІГКР, помноженого на $A^{2/3}$ від масового числа A .

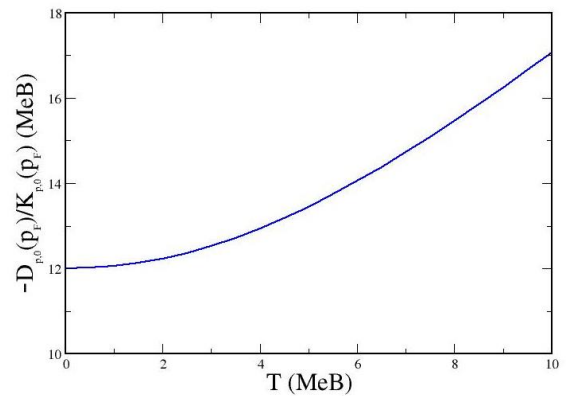


Рис. 2. Залежність відношення $-D_{p,0}(p_F)/K_{p,0}(p_F)$ від параметра температури T .

Перевірити експериментально значення коефіцієнта рухливості $K_p(p)$ на даний момент є неможливим, оскільки поки що не вдається пов'язати його з експериментально вимірюваними значеннями певної величини. Однак, є можливість зробити його оцінку, виходячи з теоретичних досліджень інших авторів. Зокрема, в роботі [6] в наближенні постійних кінетичних коефіцієнтів було приведено значення для відношення $-D_{p,0}(p_F)/K_{p,0}(p_F)$, яке дорівнює приблизно 4 МеВ. На рис. 2 ми побудували відношення $-D_{p,0}(p_F)/K_{p,0}(p_F)$, розраховане для рівноважної функції Фермі залежно від її параметра температури T . Як бачимо, його значення при нульовому значенні параметра температури становить 12 МеВ і зростає при збільшенні T . З цього факту ми можемо зробити висновок, що у нашому випадку значення коефіцієнта рухливості $K_p(p)$ по модулю має як мінімум втричі меншу величину.

1. V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov. Diffuse approximation to the kinetic theory in a Fermi system. *Int. Journ. Mod. Phys. E* 24 (2015) 1550023.
2. S.V. Lukyanov. Properties of the diffusion and drift kinetic coefficients in momentum space for a cold Fermi system. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 24 (2023) 005.
3. S.V. Lukyanov. Diffuse relaxation approximation in a heated Fermi system. *Int. Journ. Mod. Phys. E* 30 (2021) 2150060.
4. V.M. Kolomietz, S. Shlomo. Nuclear Fermi liquid drop model. *Phys. Rep.* 690 (2004) 133.
5. F.E. Bertrand. Giant multipole resonances – perspectives after ten years. *Nucl. Phys. A* 354 (1981) 129.
6. T. Bartsch, G. Wolschin. Equilibration in fermionic systems. *An. Phys.* 400 (2019) 21.

PAIRING CORRELATIONS IN STATISTICAL LEVEL DENSITIES WITHIN THE MICRO-MACROSCOPIC APPROACH

A. G. Magner^{1,2}, A. I. Sanzhur¹, S. N. Fedotkin¹, A. I. Levon¹, U. V. Grygoriev^{1,3}, S. Shlomo²

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

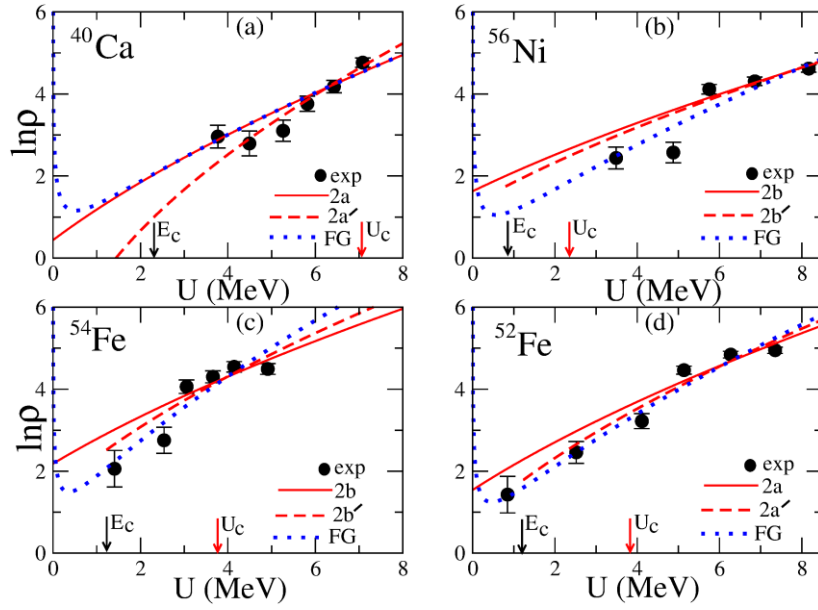
² *Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, USA*

³ *University of Groningen, Groningen, Netherlands*

In this report, we present the statistical level density $\rho(E, N, Z)$ for several magic nuclei as a function of the total energy E , and number of neutrons N and protons Z within the micro-macroscopic approach (MMA) [1], with main focus on pairing correlations. This level density ρ was improved at low excitation energy U [1]. The density ρ was derived as a function of the excitation energy U , $\rho \propto S^{-\nu} I_\nu(S)$, through the system entropy, $S = 2(aU)^{1/2}$, where a is the level density parameter, $I_\nu(S)$ is the modified Bessel function of order ν . The orders $\nu = 2$ and $\nu = 3$ correspond to the cases of neglecting (MMA1) and dominating (MMA2) shell contributions, respectively. Taking into account the particle number fluctuations beyond the Bardeen - Cooper - Schrieffer (BCS) theory, the pairing gap Δ_0 can be considered as a smooth function of the particle number A . The pairing gap Δ_0 is often approximated by the phenomenological quantity $\Delta_0 = 12 / A^{1/2}$ MeV. For the condensation energy E_c and the critical excitation energy U_c for a superfluid-normal phase transition, one can use the well-known approximations, $E_c = 3a\Delta^2 / (2\pi^2)$ and $U_c = aT_c^2 + \Delta^2 / (4G)$, where $T_c = e^C \Delta_0 / \pi$ with the Euler constant C , and G is the mean matrix element of residue interaction. The excitation energy U of the system entropy S is shifted over E_c due to superfluidity, and T_c is the evaluated critical temperature where superfluidity disappears. In this way, we take into account the nuclear shell and pairing effects in terms of the inverse level density parameter $K = A/a$ and the condensation energy shift E_c .

Figure presents a comparison between the MMA approaches for relatively small excitation energies U , below neutron resonances, in four complex nuclei ^{40}Ca (a), ^{56}Ni (b), ^{54}Fe (c), and ^{52}Fe (d), and the experimental data obtained from the database <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>. Close points with errors are obtained by using the energies and spins of excited states (with spin degeneracies) by the macroscopic sample method [1]. The results for MMA2a level density approach (with dominating contributions of shell and pairing corrections from [2]) in magic nucleus ^{40}Ca ($E_c = 2.3$ MeV, $U_c = 7.1$ MeV) with the least mean square fit (LMSF) error $\sigma = 1.3$ agrees well with the experimental data obtained by LMS fitting using one physical parameter – the inverse level density parameter K . Those for the MMA2b approach (also with dominating contributions of these corrections but due to their large derivatives of the shell corrections over the chemical potential) in magic nucleus ^{56}Ni ($E_c = 0.8$ MeV, $U_c = 2.5$ MeV, $\sigma = 2.2$) are less in agreement with the experimental data when using similar LMS fitting. Pairing effects are larger for ^{40}Ca (a), see the difference between dashed and solid lines, in contrast to the ^{56}Ni (b) case. Condensation energies E_c and superfluid-normal phase transition energies U_c are marked by black and red arrows, respectively. The range between arrows for calcium, ^{40}Ca , overlaps whole excitation energies while for the nickel, ^{56}Ni , there is no such overlap. Therefore, we may predict that the pairing effects are easier to detect in ^{40}Ca than in ^{56}Ni . In contrast to these close-shell results, one has an intermediate situation for semi-magic ^{54}Fe (c) and open-shell ^{52}Fe (d) nuclei.

The largest pairing effect is clearly seen in ^{40}Ca (a) and there is no such effect for ^{56}Ni , though both are closed-shell magic nuclei. In contrast to another opinion, we think that we cannot use these properties (close/open shell arguments) for evaluation of the pairing contributions. Concerning the difference between two symmetric magic ^{56}Ni and open-shell ^{52}Fe nuclei, one can find qualitative agreement with the experimental results obtained in Ref. [3] though our theoretical arguments are somewhat different from those used in Ref. [3]. Note also that the values of the inverse level density parameter $K = 9.6$ (a), 27.3 (b), 17.9 (c), and 17.7 (d) MeV, respectively, are found to be essentially different from those deduced from neutron resonances, mainly due to major shell and pairing effects.



Level density (in logarithms) as a function of excitation energy U for low energy states in the magic (close-shell) ^{40}Ca (a) and ^{56}Ni (b), semi-magic ^{54}Fe (c), and non-magic (open-shell) ^{52}Fe (d) nuclei. Solid lines show the MMA approach for minimal values of LMS errors σ with pairing condensation being neglected. Dashed lines are the same but taking into account the pairing effect through the found condensation energy E_c . Blue dotted lines present the results of the Fermi gas approach. Experimental close circles are obtained from the ENSDF excitation energy data.

As perspectives, we will continue our study, within the MMA, of the effects of nuclear rotations, pairing, and collective dynamics within statistical level density.

1. A.G. Magner et al. arxiv:2308.07784. Submitted to Eur. J. Phys. A 2023.
2. P. Möller et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables 109-110 (2016) 1.
3. B. Le Crom et al. Phys. Lett. B 829 (2022) 137057.

THE AVERAGE KINETIC ENERGY OF FISSION FRAGMENTS OF Np ISOTOPES: EFFECTS OF TEMPERATURE AND PARTICLES EMISSION

V. T. Maslyuk, O. O. Parlag, M. I. Romanyuk

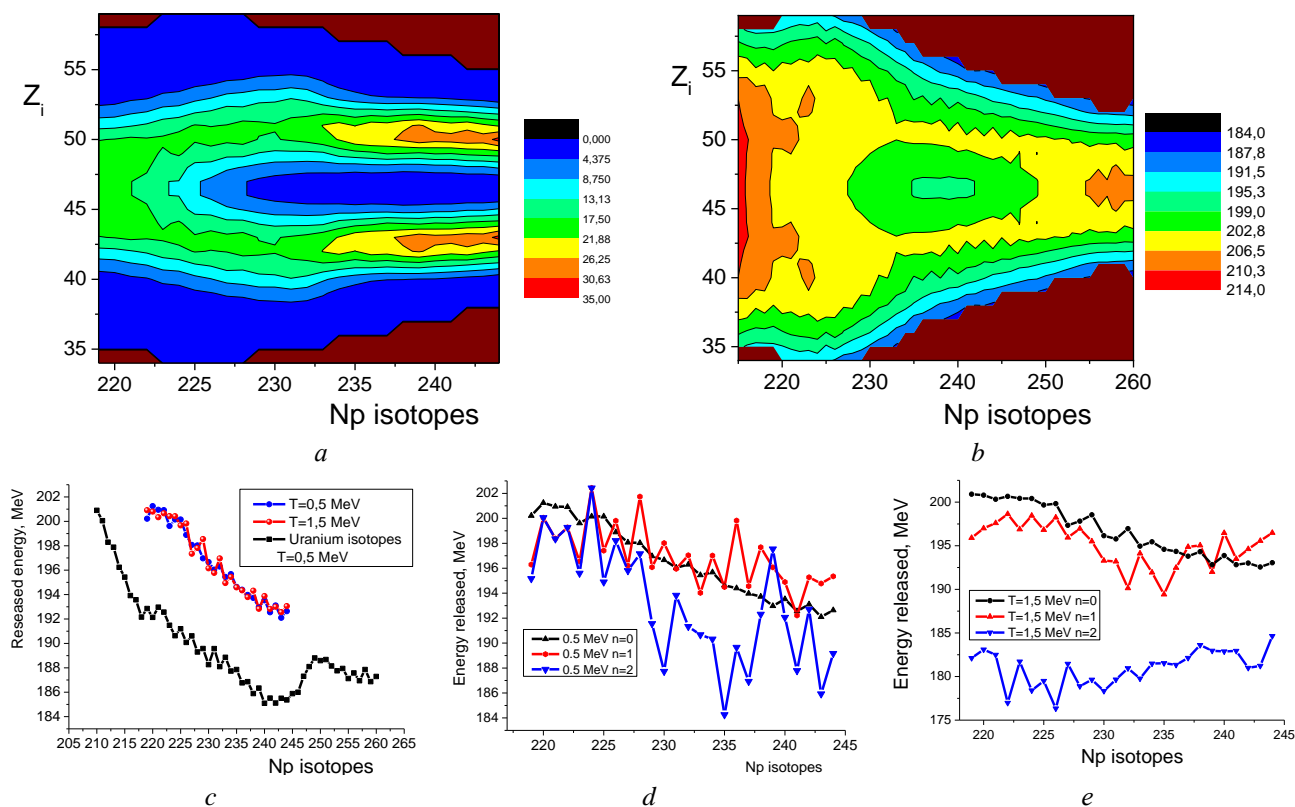
Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhhorod, Ukraine

The energy capacity of atomic nuclei is the most important parameter when studying the physics of their fission. First, the average kinetic energy (AKE) of fission fragments is determined by the formula of the original nucleus and the fission conditions: spontaneous or stimulated. It can be measured; therefore, it can provide information about the stability of nuclear matter, the nature of nuclear forces, and nuclear decay channels. On the other hand, it defines numerous applications of nuclear materials in the energy and military spheres. Therefore, obtaining new data during the AKE of actinide nuclei, researching the role of excitation energy or temperature, and the emission of nuclear particles is always relevant. Previously, new data were obtained on the AKE of uranium isotopes without [1] and taking into account the excitation energy of the fissile nucleus [2, 3]. In contrast, the emission of particles was not taken into account.

This paper presents the results of calculating the AKE for neptunium isotopes ($^{218-253}\text{Np}$) within the framework of the statistical approach [1]. Finding the AKE requires the calculation of the mass-charge spectra of the fission fragments of these isotopes for different temperatures without considering the emission of nuclear particles. The proposed statistical theory, see [1], allows taking into account the emission of both fission neutrons and positrons of both signs and their mixed variants. It is possible to investigate how the temperature of a fissile nucleus affects the probability of emission of nuclear particles and establish isotopes - labels for certain actinide nuclei at each stage of their temperature and emission evolution. The calculation data are presented in Figure, *a*, which contains the charge spectrum for isotopes $^{218-253}\text{Np}$ without taking into account the emission of particles, as well as the differential spectrum of the fission kinetic energy $\{W_i\}$ (Figure, *b*), which can be realized for these isotopes. The value of the fission energy W_i for the i -th 2-fragment set is found by the formula $W_i = E_0 - U_i$, where E_0 is the binding energy of the original isotope Np, and U_i is the sum of the binding energies of the fission fragments of the i -th cluster. The total kinetic energy of fission or AKE of nuclear fragments requires knowledge of $F(A_i)/F(Z_i)$ – mass/charge probabilities of fission fragment yields, A_i/Z_i , respectively. Such data make it possible to calculate the mass-charge spectra of the fission fragments of neptunium isotopes. Then, for the j -th Np isotope, the AKE is found as follows:

$$\bar{W}(j) = \sum_{\{A_i\}} W_i \cdot F_j(A_i) = \sum_{\{Z_i\}} W_i \cdot F_j(Z_i). \quad (1)$$

The value of the AKE of fission fragments is shown in Figure, *c* for the temperatures of fissile neptunium nuclei of 0.5 and 1.5 MeV and neglecting the emission of particles, and in (Figure, *d*), for the same temperatures of the original nucleus and taking into account the emission of nuclear particles. As we can see, the most significant energy is released during the fission of neutron-deficient nuclei $^{218-227}\text{Np}$, when there is a single-humped topology of Np's charge spectra (see Figure, *a*). In addition, the differential and full kinetic spectra are formed under the influence of the complex dependence of the specific binding energy of neptunium isotopes and the effect of the neutron shell 82 on the probability of forming 2-fragment fission clusters. But in the case of an asymmetric or two-hump topology of the charge spectrum, the range from ^{227}Np , the same asymmetry occurs on the spectra of the differential spectrum of the kinetic energy, see Figure, *b*. Moreover, the maxima of fission fragment yields correspond to the minima of their differential kinetic energy spectrum. This regularity is explained by the maximum UKE achieved with a symmetrical, one-humped spectrum of fission fragments. An increase in the temperature of the fission core of Np isotopes from 0.5 to 1.5 MeV does not significantly affect their charge spectra; therefore, the AKE of fission fragments does not undergo significant changes, Figure, *c*. This Figure contains the same data for uranium isotopes (black curve), which demonstrates that trends in the dependence of UKE on the mass number occur for isotopes $^{255-260}\text{U}$ when the charge spectrum is from 2-humped to one-humped. The calculation shows that this leads to a summarization of the differential energy spectrum and an increase in the kinetic energy of fission fragments. And finally, Figure, *c* and *d* illustrate the influence of the emission of nuclear particles, particularly fission neutrons, on the AKE for different temperatures of the initial nucleus. In contrast to such dependencies, Figure, *b*, where particle emissions are not considered, the inclusion of fission neutrons, as can be seen, significantly affects the AKE.



The parameters characterizing the fission of neptunium isotopes $^{218-227}\text{Np}$: *a* – charge spectrum of fission debris outputs; *b* – differential spectrum of fission energies for the same isotopes; dependences *c* - *e* of their AKE without *c* and taking into account fission neutrons *d* - *e* for different temperatures of the fissile neptunium isotope.

First, such a dependence for isotopes $^{218-253}\text{Np}$ ceases to be monotonic, leads to a decrease in the energy of UKE, and also changes the trends of the dependence of this energy on the isotopic composition from decreasing with increasing mass number of Np isotopes for $T = 0,5$ MeV to increasing with increasing temperature of the original nucleus up to 1.5 MeV. This is explained by the complex dependence of the number of emitted fission neutrons on the temperature of the fissile nucleus, the specific energy of neutron isotopes on their mass number, and the influence of filled nuclear shells 50, 82 on the formation of their fission fragments.

The authors are grateful to V. Yu. Denisov for consultations in evaluating databases and mass formulas of binding energies of actinide fission fragments.

1. V. Maslyuk et al. [EPL 119\(1\) \(2017\) 12001](#).
2. K. Shimada et al. [Phys. Rev. C 104 \(2021\) 054609](#).
3. V.Yu. Denisov. [Atom. Data Nucl. Data Tabl. 152 \(2023\) 101582](#).

ПОТЕНЦІАЛ МОДИФІКОВАНОГО МЕТОДУ ТОМАСА – ФЕРМІ ТА ЙОГО АНАЛІТИЧНЕ ПРЕДСТАВЛЕННЯ НА ПРИКЛАДІ ВЗАЄМОДІЇ ^{16}O З ІЗОТОПАМИ НІКЕЛЮ $^{56,58,60,62,64}\text{Ni}$

В. О. Нестеров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У даній роботі [1] густини розподілу нуклонів та потенціали ядерно-ядерної взаємодії для ядра ^{16}O та ізоотопів $^{56,58,60,62,64}\text{Ni}$ було розраховано в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, з урахуванням усіх доданків до членів другого порядку по \hbar у квазікласичному розкладі кінетичної енергії. В якості нуклон-нуклонної взаємодії використовувалися сили Скірма, залежні від густини нуклонів.

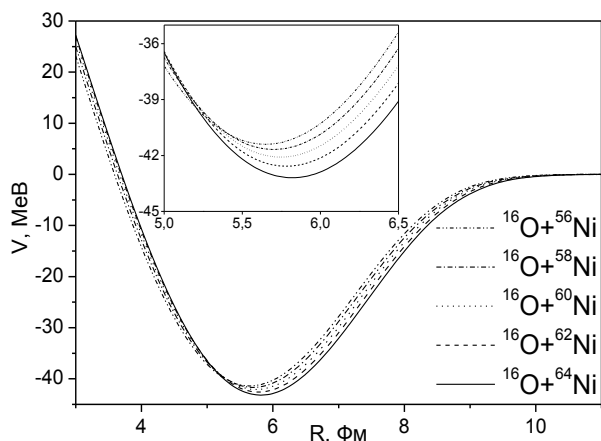


Рис. 1. Ядерна частина потенціалів ядерно-ядерної взаємодії для ^{16}O та ізоотопів $^{56,58,60,62,64}\text{Ni}$, одержаних у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі.

Тобто, загальний вираз для потенціалу набуває вигляду

$$V_{FIT}(R) = V_{WS}(R) + V_{kin}(R). \quad (1)$$

Тут $V_{WS}(R)$ є загально відомою формою потенціалу Вудса - Саксона

$$V_{WS}(R) = \frac{-V_0}{1 + e^{(R-R_0)/d_0}}, \quad (2)$$

а $V_{kin}(R)$ є кінетичним доданком у формі методу Томаса - Фермі.

У методі Томаса - Фермі кінетична енергія пропорційна $\rho^{5/3}$, тому кінетичний доданок у потенціал апроксимуємо

$$V_{kin}(R) = \left(\frac{V_c}{1 + e^{(R-C)/a}} \right)^{5/3}. \quad (3)$$

У результаті наш аналітичний потенціал набуває остаточного вигляду:

$$V_{FIT}(R) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{R-R_0}{d_0}}} + \left(\frac{\rho_0}{1 + e^{(R-C)/a}} \right)^{5/3}. \quad (4)$$

У формулі (4) містяться шість параметрів підгонки V_0 , R_0 , d_0 , V_c , C , a . Значення цих параметрів знаходимо мінімізацією для максимально точного опису реалістичного потенціалу, знайденого в рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма.

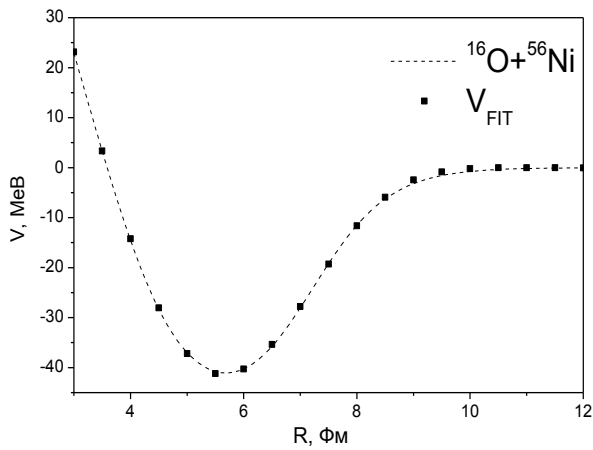


Рис. 2. Ядерна частина потенціалу взаємодії для ^{16}O та ізоотопу ^{56}Ni , одержаного в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, а також її представлення в аналітичній формі (V_{FIT}) (4).

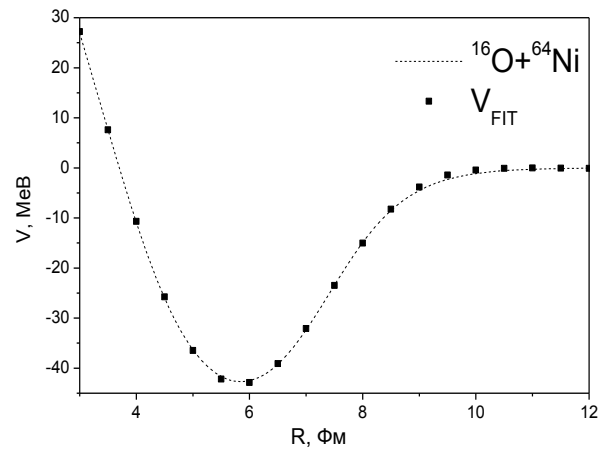


Рис. 3. Ядерна частина потенціалу взаємодії для ^{16}O та ізоотопу ^{64}Ni , одержаного в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, а також її представлення в аналітичній формі (V_{FIT}) (4).

На рис. 2 і 3 можна побачити приклади апроксимації виразом (4) ядерної частини потенціалів взаємодії, що розраховані в рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма. Апроксимацію вдалося провести настільки точно, що в масштабах графіка відхилення практично непомітні. Таким чином, запропонована форма потенціалу підгонки дуже добре описує реалістичний потенціал ядерно-ядерної взаємодії, який отримано у числових розрахунках. З практичним застосуванням даного аналітичного виразу можна ознайомитися у роботі [3], де його було застосовано для обчислення перерізів пружного розсіяння реакцій $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ та $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$.

1. V.A. Nesterov. Ukr. J. Phys. 68(2) (2023) 73.
2. O.I. Davidovskaya, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Ukr. J. Phys. 62 (2017) 473.
3. V.A. Nesterov, O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov. Ukr. J. Phys. 67(9) (2022) 645.

**ПОШУКИ КАНДИДАТІВ ТЕМНОЇ МАТЕРІЇ,
УТВОРЕНИХ РАЗОМ З БОЗОНОМ ХІГГСА І ТАУ ЛЕПТОНАМИ ПРИ $\sqrt{s} = 14$ TeV**

Т. В. Обіход, Є. О. Петренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У рамках вивчення властивостей кандидатів темної матерії, наведено процес утворення аксіонів разом із бозоном Хіггса і двома tau-лептонами в кінцевому стані, $pp \rightarrow A \rightarrow a h \tau^+ \tau^-$. Відповідний експериментальний пошук аксіонів було виконано колаборацією ATLAS на БАК протягом 2015 - 2018 рр. при інтегральній світності 139 fb^{-1} у протон-протонних зіткненнях при $\sqrt{s} = 13$ TeV [1]. Результати інтерпретовані в межах 2HDM + a моделі, яка описує фізику за межами Стандартної моделі [2]. Використовуючи отримані з експериментальних даних обмеження на параметри моделі, нами були обрані два набори параметрів, які наведено в Таблиці.

Сценарії параметрів для моделі 2HDM + a

Сценарій	ma	mA	tan β	sin θ
BP1	500 GeV	1400 GeV	1	0.35
BP2	150 GeV	500 GeV	2	0.7

Використання наведених у Таблиці сценаріїв дало можливість провести розрахунки поперечних перерізів утворення аксіонів (рис. 1) і бозонів (рис. 2) за допомогою комп'ютерної програми MADGRAPH5@NLO.

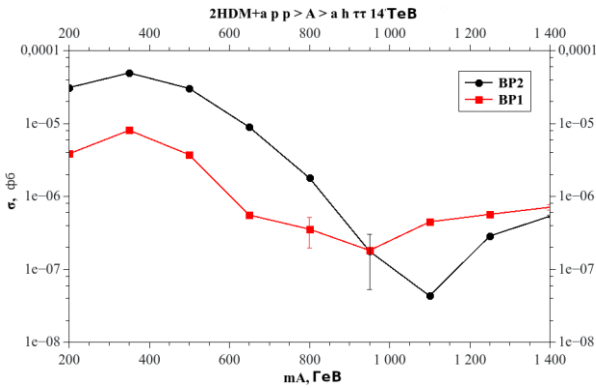


Рис. 1. Поперечний переріз утворення бозона Хіггса, A, в процесі $pp \rightarrow A \rightarrow a h \tau^+ \tau^-$ як функція маси CP-парного бозона Хіггса, m_A при енергії $\sqrt{s} = 13$ TeV для двох сценаріїв, BP1, BP2.

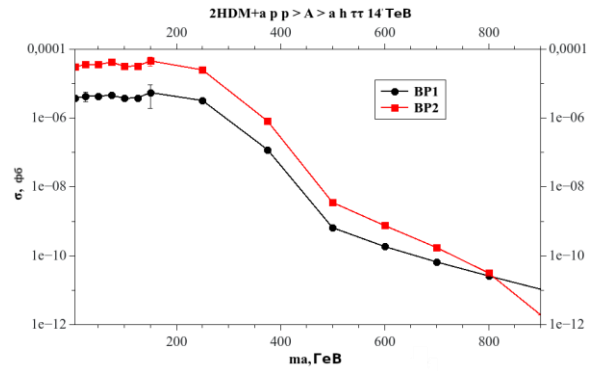


Рис. 2. Поперечний переріз утворення аксіонів в процесі $pp \rightarrow A \rightarrow a h \tau^+ \tau^-$ як функція маси аксіона, m_a , при енергії $\sqrt{s} = 14$ TeV для двох сценаріїв, BP1, BP2.

Отримана інформація разом із кінематичними обмеженнями на поперечний імпульс та кутовий розподіл вильоту аксіонів і бозонів, дає змогу зробити висновок про існування CP-непарних бозонів Хіггса із масою в області 400 GeV та кандидата на темну матерію, аксіона, із масою до 200 GeV. Отримані дані демонструють пріоритет другого сценарію, BP2, який співвідноситься з останніми експериментальними обмеженнями [2].

1. The ATLAS Collaboration. Search for dark matter produced in association with a Higgs boson decaying to tau leptons at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, CERN-EP-2023-072, arXiv:2305.12938 [hep-ex].
2. The ATLAS Collaboration. Combination and summary of ATLAS dark matter searches interpreted in a 2HDM with a pseudo-scalar mediator using 139 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data. CERN-EP-2023-088, arXiv:2306.00641 [hep-ex].

ПОШУКИ АКсіОНІВ ПРИ ПРОТОН-ПРОТОННИХ ТА ІОН-ІОННИХ ЗІТКНЕННЯХ ПРИ ЕНЕРГІЯХ У СИСТЕМІ ЦЕНТРА МАС 5,02 ТА 13 TeV

Т. В. Обіход, С. Б. Чернишенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У рамках експериментальних вимірювань ATLAS колаборацією протягом 2015 і 2018 рр. розсіювання світла на світлі при Pb + Pb зіткненнях, при інтегрованій світності $2,2 \text{ нб}^{-1}$ і енергії 5,02 TeV з урахуванням отриманих експериментальних обмежень [1], нами проведено моделювання перерізів утворення аксіонів, кандидатів на темну матерію із подальшим розпадом на гамма-кванти. Кандидати розсіювання світла на світлі вибираються в подіях з двома фотонами, з псевдошвидкістю $|\eta_\gamma| < 2,37$, дифотонною інваріантною масою $m_{\gamma\gamma} = 5 - 30 \text{ GeV}$, з константою взаємодії порядку 10^{-3} GeV^{-1} [2]. Отримані розрахунки показали залежність поперечного перерізу від кількості подій з аксіонами (рис. 1), від енергії в системі центра мас (рис. 2) і від масового розподілу аксіонів.

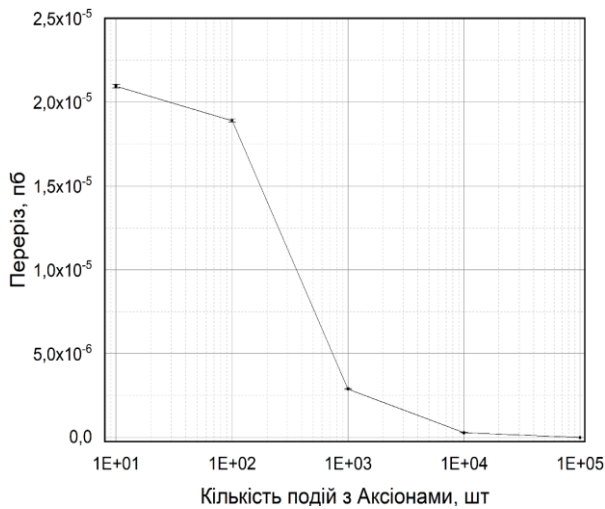


Рис. 1. Залежність поперечного перерізу аксіонів від кількості подій з аксіонами (за Монте-Карло симуляціями у програмі SuperChic v.4.2).

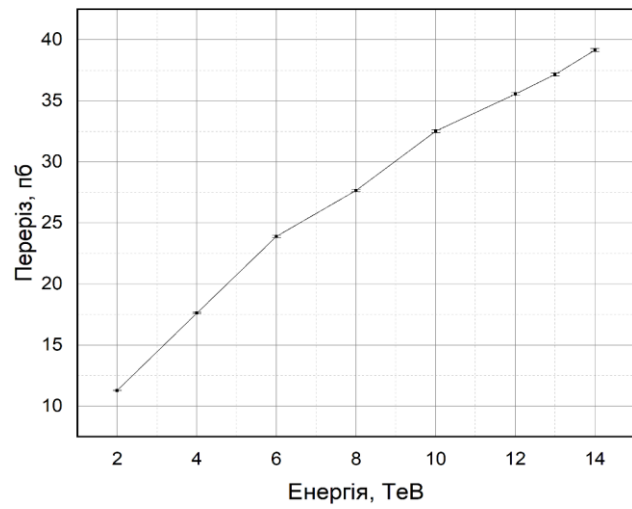


Рис. 2. Залежність поперечного перерізу аксіонів при різних енергіях пучків у системі центра мас.

Проведено обробку протон-протонних та іон-іонних зіткнень для ініційованого КХД утворення аксіонів із використанням генератора подій SuperChic v.4.2 Monte Carlo [3]. Отримано відповідні поперечні перерізи, які ми порівнюємо з нещодавніми вимірюваннями ATLAS і CMS колабораціями розсіювання світла на світлі на LHC під час зіткнень свинця зі свинцем [4, 5]. Показано, що переріз утворення аксіонів при протон-протонних зіткненнях на сім порядків більший за перерізи при Pb + Pb зіткненнях при енергії в системі центра мас 5,02 TeV. Виявлено різницю, на порядок, для протон-протонних зіткнень в перерізі утворення аксіонів при одиничній дисоціації (приблизно 20 - 21 пб, залежно від моделі) по відношенню до подвійної дисоціації (приблизно 9 - 10 пб, залежно від моделі) при енергії 5,02 TeV і діапазоні зміни мас 5 - 30 GeV. У цьому ж діапазоні мас проведено розрахунки перерізів утворення аксіонів при енергії 13 TeV і виявлено різницю приблизно в 2,5 раза перерізів утворення аксіонів при одиничній дисоціації по відношенню до подвійної дисоціації. Також виявлено перевагу другої моделі при 5,02 TeV і першої моделі при 13 TeV. Результати розрахунків для чотирьох моделей наведено в Таблиці.

Поперечний переріз для чотирьох моделей Монте-Карло симуляцій у програмі SuperChic v.4.2 для 1000 подій з аксіонами в масовій області 5 - 30 GeV

Енергія, TeV	Поперечний переріз за моделями, пб							
	1		2		3		4	
	Од. дис.	Под. дис.	Од. дис.	Под. дис.	Од. дис.	Под. дис.	Од. дис.	Под. дис.
5,02	20,908	9,167	20,926	9,219	20,922	9,161	20,905	9,086
	±	±	±	±	±	±	±	±
	0,081	0,079	0,081	0,079	0,081	0,079	0,081	0,079
13	$0,461 \cdot 10^{-4}$	$0,176 \cdot 10^{-4}$	$0,461 \cdot 10^{-4}$	$0,171 \cdot 10^{-4}$	$0,416 \cdot 10^{-4}$	$0,173 \cdot 10^{-4}$	$0,419 \cdot 10^{-4}$	$0,173 \cdot 10^{-4}$
	±	±	±	±	±	±	±	±
	$0,31 \cdot 10^{-6}$	$0,18 \cdot 10^{-6}$	$0,31 \cdot 10^{-6}$	$0,165 \cdot 10^{-6}$	$0,26 \cdot 10^{-6}$	$0,183 \cdot 10^{-6}$	$0,27 \cdot 10^{-6}$	$0,183 \cdot 10^{-6}$

Аналіз експериментальних даних протон-протонних зіткнень при енергії в системі центра мас 13 TeV і інтегральній світності $14,6 \text{ fb}^{-1}$ [6] із 441 кандидатом сигнальної події утворення аксіонів із подальшим розпадом на гамма-кванти, призвів до необхідності проведення нами пошуку вузького резонансу в розподілі мас дифотонів у діапазоні 5 - 1400 GeV при кількості подій 100000. Отримані дані, які становлять 0,024 фб, не перевищують експериментального значення верхньої межі перерізу утворення вузького резонансу.

1. The ATLAS collaboration. Measurement of light-by-light scattering and search for axion-like particles with 2.2 nb^{-1} of Pb + Pb data with the ATLAS detector. JHEP 03 (2021) 243.
2. K. Maj. On behalf of the ATLAS Collaboration. BSM physics using photon-photon fusion processes in UPC in Pb + Pb collisions with the ATLAS detector. ATL-PHYS-PROC-2023-037. arXiv:2307.07481v1 [hep-ex].
3. L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin. SuperChic 2: A new Monte Carlo for central exclusive production. [Acta Physica Polonica B 8\(4\) \(2015\) 751](#).
4. ATLAS collaboration. Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC. Nature Phys. 13 (2017) 852. [arXiv:1702.01625] [INSPIRE].
5. CMS collaboration. Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Phys. Lett. B 797 (2019) 134826. [arXiv:1810.04602] [INSPIRE].
6. The ATLAS collaboration. Search for an axion-like particle with forward proton scattering in association with photon pairs at ATLAS. CERN-EP-2023-049. arXiv:2304.10953 [hep-ex].

ПРИЧИННА МЕХАНІКА ТА ПЕРСПЕКТИВИ ЇЇ РОЗВИТКУ В АСТРОФІЗИЦІ ТА ФІЗИЦІ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ

С. О. Омельченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

1. Викладено результати послідовного загального дослідження матерії в межах базового картезіанського підходу Декарта (“Cartesius” з латинської) 1644 р. [1], який сьогодні коротко можна проілюструвати, наприклад, виконанням всюди у просторі рівності:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho \neq 0 \quad (1)$$

на відміну від ньютонівського підходу зразка 1686 р. [2] з можливістю виконання рівності:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad (2)$$

що є припущенням наявності пустоти. Іншими словами, Ньютон вважав за можливе існування простору без матерії, а Декарт вважав, що простір і матерія – це одне й те саме. Відзначимо, що ньютонівський підхід досі є базовим для Стандартної моделі навіть у сучасних колайдерних дослідженнях, де, наприклад, кварк є безструктурною точкою в евклідовому просторі [3].

Показано сумнівність ньютонівських понять точковості частинок, існування простору та часу без матерії, відкинута також поняття часу, як звичайного параметра. Натомість запропоновано до розгляду поняття протяжних частинок [4], постулюється неможливість існування простору та часу без матерії, а також розглянуто причинну механіку [5] з поняттям часу, як фізичної спостережуваної [6].

У світлі останнього ствердження уперше пояснені флуктуації макровеличин за допомогою флуктуацій фізичного часу на відміну від стандартних розглядів флуктуацій кумулянтів k_N (сприйнятливостей) N -го порядку [7], які розглядалися також і на минулорічній доповіді [8], де було показано приклад обрахунків флуктуацій баріонного числа B :

$$k_N = \left[\frac{\partial^N}{\partial t^N} \ln \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\langle B^r \rangle}{r!} t^r \right]_{t=0}, \quad N = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

де $\langle \dots \rangle$ – середнє по ансамблю, звідки можна отримати точний вираз у термінах моментів $\langle B^r \rangle$ (див., наприклад, [9]):

$$k_N = \sum_{i=1}^N (-1)^{i-1} (i-1)! B_{N,i} (\langle B \rangle, \dots, \langle B^{N-i+1} \rangle), \quad (4)$$

де B – баріонне число, $B_{N,i}$ – часткові експоненційні поліноми Белла.

2. Причинна механіка [5] розглядає час, як фізичну спостережувану із фізичними властивостями, а саме: (i) – час має особливу властивість, що створює відмінність причин від наслідків, яка може бути названа спрямованістю або ходом; (ii) – причини та наслідки завжди поділяються простором, тому між ними існує скільки завгодно мала, але не рівна нулю, просторова відмінність δx ; (iii) – причини та наслідки відрізняються часом, тому між їхнім проявом існує скільки завгодно мала, але не рівна нулю, часова відмінність δt певного знака.

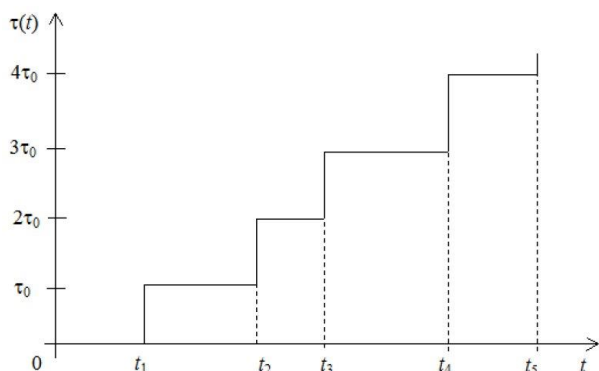
У рамках введених постулатів будь-який процес може бути представлений послідовністю окремих причинно-наслідкових ланок. Зокрема, маємо елементарну причинно-наслідкову ланку, яка складається з двох матеріальних точок – точки-причини і точки-наслідку, розділених, згідно з постулатами (ii) і (iii), ненульовими просторовим δx і тимчасовим δt проміжками. На основі цих уявлень можна ввести величину:

$$\frac{\delta x}{\delta t} = c_2, \quad (5)$$

яку назвемо перебігом або ходом часу. Хід часу має розмірність швидкості та характеризує швидкість переходу причини у слідство в елементарній причинно-наслідковій ланці. Ця величина є основною кількісною характеристикою причинної механіки.

Оскільки елементарна причинно-наслідкова ланка не містить між точкою-причиною і точкою-наслідком жодної речовини, а тільки простір і час, то можна припустити, що величина c_2 повинна відображати властивості саме часу та простору, а не конкретної фізичної системи чи процесу, тому c_2 є універсальною світовою константою.

Час разом з постійною властивістю – ходом часу c_2 – має і змінну властивість – щільність часу.



Залежність власного фізичного часу $\tau(t)$ від макроскопічного часу t .

та інтенсивність флуктуацій фізичного часу залежно від відстані до центра фазерболу. Наступним кроком є обрахування відповідних кумулянтів k_N (4) та порівняння результатів з обрахунками, отриманими в інших роботах по оцінках флуктуацій при ультра-релятивістських зіткненнях (див., наприклад, [12]).

3. Причинна або несиметрична механіка дає змогу в новому ракурсі розвинути не тільки астрономічні експерименти Козирева [10], але і застосувати її до досліджень елементарних частинок в колайдерних експериментах по ультра-релятивістських зіткненнях важких іонів, а саме, наприклад, $^{197}\text{Au} - ^{197}\text{Au}$ на RHIC або $^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$ на LHC. Якщо об'єктами астрофізичних досліджень властивостей часу у Козирева є зірки, то об'єктом при колайдерних зіткненнях є фазербол, що утворюється в зоні зіткнення іонів.

На базі причинної механіки [5] та моделі флуктуючого фізичного часу [11] (рисунок) було обраховано густину виробництва ентропії

1. R. Descartes. *Principia Philosophiae* (1677) (*Latin Edition*) (Kessinger Publishing, LLC) 648 p.
2. И. Ньютон. *Математические начала натуральной философии = Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* [пер. с лат.] (М.: Наука, 1989) 688 с.
3. M. Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.* 8(3) (1964) 214.
4. I.É. Bulyzhenkov. Coulomb Force from Non-Local Self-Assembly of Multi-Peak Densities in a Charged Space Continuum. *Particles* 6(1) (2023) 136.
5. Н.А. Козырев. *Причинная или несимметричная механика в линейном приближении* (Пулково, 1958) 90 с.
6. В.С. Ольховский. О времени как квантовой наблюдаемой, канонически сопряженной энергии. *УФН* 181(8) (2011) 859.
7. V.A. Kuznietsov et al. arXiv:2201.08486v2 [hep-ph].
8. С.О. Омельченко. Флуктуації спостережуваних біля критичних точок, теоретичні, експериментальні аспекти та модель резонансного розпаду у часі. У кн.: *Тези XXIX Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, Київ, Україна, 26 - 30 вересня, 2022* (Київ, 2022) с. 33.
9. L. Comtet. *Advanced Combinatorics* (Dordrecht: D. Riedel Publishing Company, 1974) 353 p.
10. Н.А. Козырев. *О возможности экспериментального исследования свойств времени* (Ленинград: ЛГУ, 1991) с. 335; N.A. Kozurev. *On the Possibility of Experimental Investigation of the Properties of Time. Time in Science and Philosophy* (Prague, 1971) p. 111.
11. А.Н. Морозов. Теоретические и экспериментальные исследования флуктуаций физического времени. *Радиооптика. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн.* 1 (2016) 35.
12. R.V. Poberezhnyuk et al. Higher order conserved charge fluctuations inside the mixed phase. *Phys. Rev. C* 103 (2021) 024912.

МОДИФІКАЦІЯ ФОТОННОЇ СИЛОВОЇ ФУНКЦІЇ ІЗ ЗБУДЖЕННЯМ ДВОХ РЕЗОНАНСНИХ СТАНІВ

В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Різні вирази для фотонних силових функцій (ФСФ) [1 - 4] використовуються для опису перерізів фото поглинання та гамма-розпадів ядер. Наявність пігмі дипольного резонансу (ПДР) впливає на залежність перерізів фотопоглинання від енергії гамма-квантів та температури збуджених ядер. У роботі аналізуються різні аналітичні вирази для ФСФ електричного дипольного (Е1) фотопоглинання у області, що включає гігантський та ПДР. Зокрема тестуються нові варіанти запропонованого авторами раніше аналітичного підходу збудження двох зв'язаних резонансних станів (раніше модель TSE, тепер Barker, Norfield – ВН) [5, 6], а саме варіанти ZF та ZT (див. нижче). Дипольний електричний переріз фотопоглинання $\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)$ зі збудженням PDR та GDR станів обчислюється за виразом: $\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma) \equiv \sigma_{E1}^N(\varepsilon_\gamma) = 2\sigma_{TRK}\varepsilon_\gamma\{y_p \cdot \text{Im}P_p^N(\varepsilon_\gamma) + y_g \text{Im}P_g^N(\varepsilon_\gamma)\} / \pi$, де $y_p = \tilde{e}_p / \tilde{e}_g$, де \tilde{e}_p, \tilde{e}_g – ефективні заряди нуклонів для станів ПДР і ГДР в одиницях заряду протона e і у нейтронно надлишкових ядрах вони мають форму відповідно $y_p = N_e / N$, $y_g = 1$. Функції $\text{Im}P_p^N(\varepsilon_\gamma)$ і $\text{Im}P_g^N(\varepsilon_\gamma)$ є уявними частинами макроскопічних функцій відгуку $\tilde{\chi}_p^N(\varepsilon_\gamma)$ і $\tilde{\chi}_g^N(\varepsilon_\gamma)$ для моделі N . Для моделі ВН [7] в одиницях $e^2\hbar^2 / m$ маємо

$$P_p^{BH}(\varepsilon_\gamma) = \frac{u_p - iu_g\eta\varepsilon_\gamma\tilde{R}_g(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_p^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_p + \eta) + (\eta\varepsilon_\gamma)^2\tilde{R}_g(\varepsilon_\gamma)}, \quad P_g^{BH}(\varepsilon_\gamma) = \frac{u_g - iu_p\eta\varepsilon_\gamma\tilde{R}_p(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_g^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_g + \eta) + (\eta\varepsilon_\gamma)^2\tilde{R}_p(\varepsilon_\gamma)},$$

де $\tilde{R}_n(\varepsilon_\gamma) = 1/(\varepsilon_n^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_n + \eta))$ для $n = p, g$, $u_n = \tilde{e}_n / \tilde{m}_n$ і \tilde{m}_n – ефективна маса нуклонів для станів ГДР і ПДР в одиницях маси нуклонів m , $u_g = 1$, $u_p = 0,5$. У варіанті ВН гігантський та ПДР взаємодіють силами тертя однакової форми в одиниці маси: $F_p / m_p \equiv f_p = -\tilde{\eta}\delta\dot{z}_p + \tilde{\eta}\delta\dot{z}_g$, $F_g / m_g \equiv f_g = -\tilde{\eta}\delta\dot{z}_g + \tilde{\eta}\delta\dot{z}_p$ з нульовою сумою $f_p + f_g = 0$. У варіантах $N = ZF, ZT$ (zero friction, zero transfer) враховується різна ефективна маса нуклонів у різних станах і тому використовуються сили тертя вигляду $F_p = -K\delta\dot{z}_p + K\delta\dot{z}_g$, $F_g = -K\delta\dot{z}_g + K\delta\dot{z}_p$, $F_g + F_p = 0$ з коефіцієнтом тертя $K = m_p m_g \ddot{\mu}$ і різним внеском тертя у різні стани. Для $N = ZF, ZT$, макроскопічні функції відгуку в одиницях величини $e^2\hbar^2 / m$ мають вигляд

$$P_p^{ZF}(\varepsilon_\gamma) = \frac{u_p - iu_g\eta_p\varepsilon_\gamma R_g(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_p^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_p + \eta_p) + \varepsilon_\gamma^2\eta_p\eta_g R_g(\varepsilon_\gamma)}, \quad P_g^{ZF}(\varepsilon_\gamma) = \frac{u_g - iu_p\eta_g\varepsilon_\gamma R_p(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_g^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_g + \eta_g) + \varepsilon_\gamma^2\eta_p\eta_g R_p(\varepsilon_\gamma)},$$

$$P_p^{ZT}(\varepsilon_\gamma) = \frac{u_p - iu_g\eta_p\varepsilon_\gamma R_g(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_p^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_p + \eta_p) - \varepsilon_\gamma^2\eta_p\eta_g R_g(\varepsilon_\gamma)}, \quad P_g^{ZT}(\varepsilon_\gamma) = \frac{u_g + iu_p\eta_g\varepsilon_\gamma R_p(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_g^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_g + \eta_g) - \varepsilon_\gamma^2\eta_p\eta_g R_p(\varepsilon_\gamma)}.$$

Тут, $R_n(\varepsilon_\gamma) = 1/(\varepsilon_n^2 - \varepsilon_\gamma^2 - i\varepsilon_\gamma(\Gamma_n + \eta_n))$, $n = p, g$, і $\eta_g m_g = \eta_p m_p$, звідси $\eta_p = \eta_g (m_g / m_p)$.

Було виконано підгонки експериментальних даних [8] теоретичними перерізами $\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)$ з ФСФ з різними варіантами функцій відгуку. Загалом для опису експериментальних даних використовувалося 5 ($\varepsilon_{p,g}, \Gamma_{p,g}, \eta_g$) або 7 ($\varepsilon_{p,g}, \Gamma_{p,g}, \eta_g, y_{p,g}$) параметрів з підгонки експериментальних даних На рис. 1 представлено результати обчислень за різними моделями для ядер ^{130}Sn та ^{132}Sn . Залежність перерізу фотопоглинання від енергії гамма-квантів та параметрів γ, η_g для ядра ^{130}Sn з використанням різних виразів для функції відгуку продемонстровано на рис. 2.

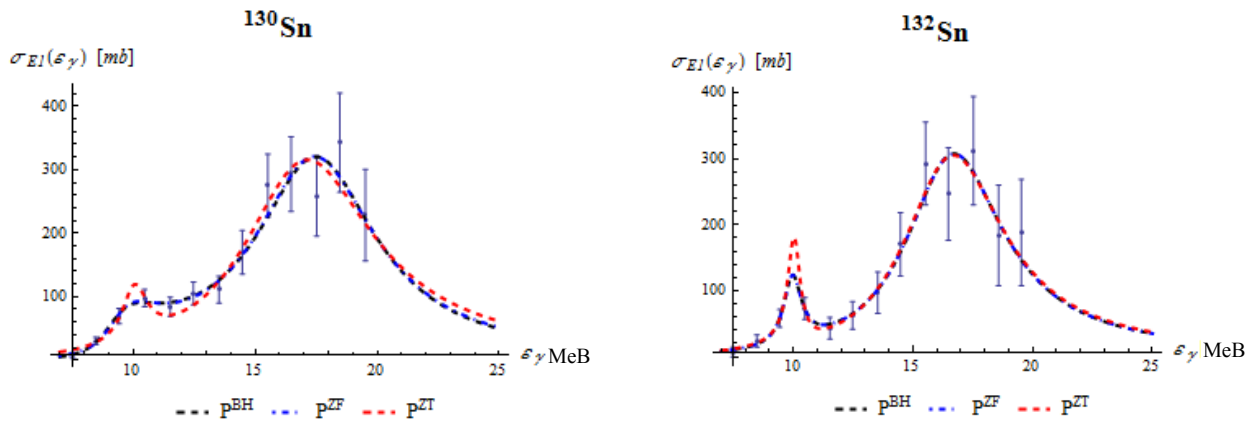


Рис. 1. Залежність перерізу фотопоглинання від енергії E_γ для ядер ^{130}Sn (ліва панель) та ^{132}Sn експериментальні дані (права панель) [8].

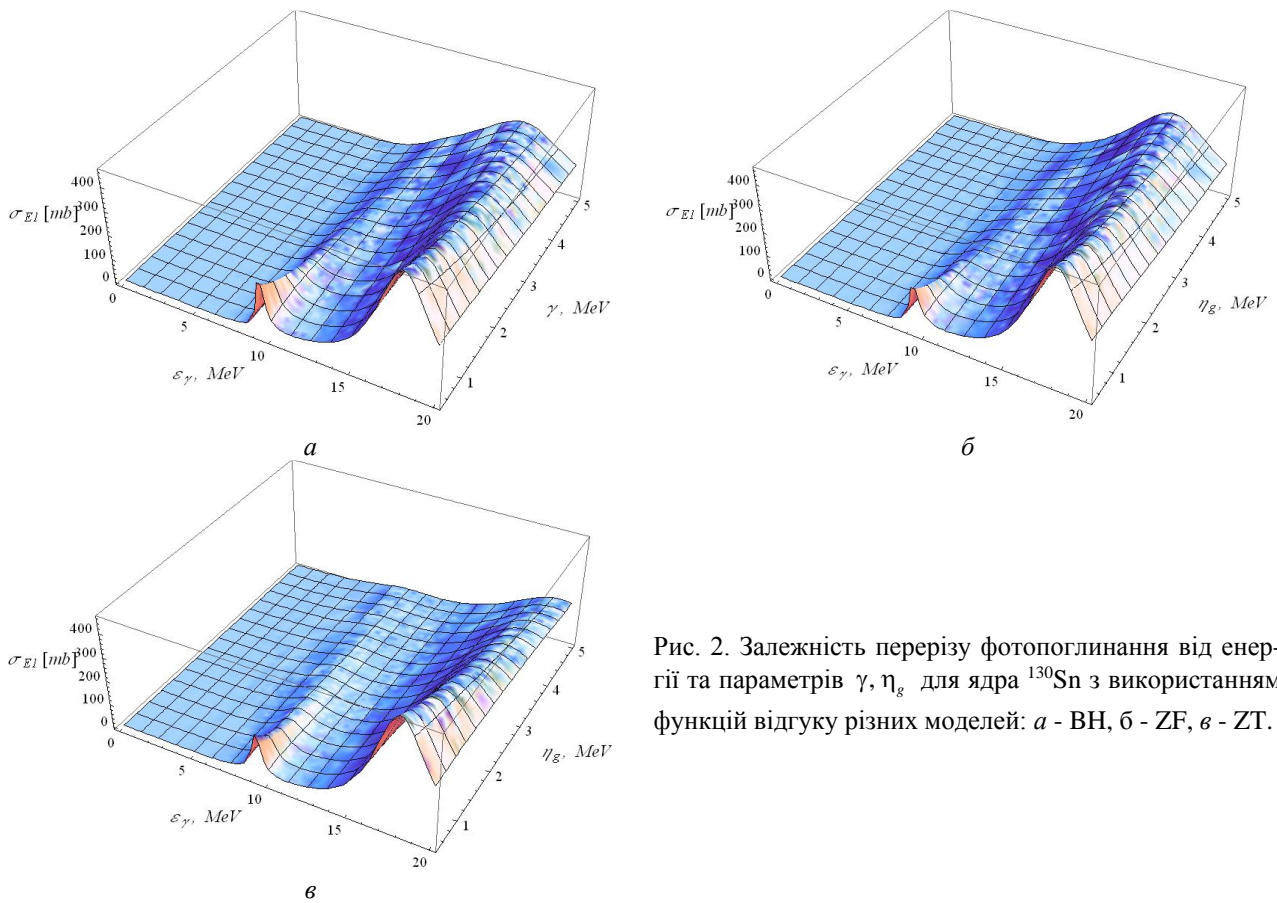


Рис. 2. Залежність перерізу фотопоглинання від енергії та параметрів γ, η_g для ядра ^{130}Sn з використанням функцій відгуку різних моделей: а - ВН, б - ZF, в - ZT.

Видно, що розрахунки за моделями ВН, ZF, ZT мають різну залежність від факторів зв'язку резонансів γ, η_g між низько- та високоенергетичними модами і це покращує опис експериментальних даних і найкраще експериментальні дані з [8] з можна описати, використовуючи модель ZF.

1. R. Capote et al. Nucl. Data Sheets 110 (2009) 3107.
2. S. Goriely, V. Plujko. Phys. Rev. C 99(1) (2019) 014303.
3. S. Goriely et al. EPJ A 55(10) (2019) 172.
4. T. Kawano et al. Nucl. Data Sheets 163 (2020) 109.
5. V. Plujko et al. EPJ Web of Conf. 146 (2017) 05014.
6. В.А. Плюйко та ін. У кн.: Міжнародна конференція «Ужгородська школа з атомної фізики та квантової електроніки: до 100-річчя від дня народження професора Івана Прохоровича Запісочного». Збірник матеріалів. Ужгород, 26 - 27 травня 2022 р. (Ужгород, 2022) с. 140.
7. A. S. Barker, J. J. Hopfield, Phys. Rev. 135, A1732 (1964).
8. P. Adrich et al. Phys. Rev. Lett. 95, 132501 (2005).

NON-MARKOVIAN NUCLEAR DESCENT FROM THE FISSION BARRIER

S. V. Radionov

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

We study the time features of nuclear descent from the parabolic fission barrier in the presence of possible memory effects. It is considered a generalized Langevin equation of motion for a collective variable of nuclear shape $q(t)$:

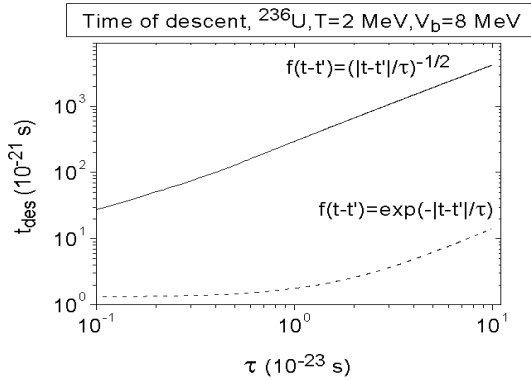
$$M_b \ddot{q}(t) = M_b \omega_b^2 q(t) - \kappa_0 \int_0^t f(t-t') \dot{q}(t') dt' + \xi(t). \quad (1)$$

Here, M_b - constant mass parameter, ω_b - characteristic frequency parameter of collective motion in the vicinity of the top of the fission barrier, κ_0 - strength of the retarded friction force, related to the statistical properties of the random force $\xi(t)$ through the fluctuation-dissipation theorem:

$$\langle \xi(t) \xi(t') \rangle = T \kappa_0 f(|t-t'|/\tau), \quad (2)$$

where T - constant nuclear temperature and τ - correlation time.

We tested the generalized Langevin dynamics of the nuclear descent (1) - (2) with two principally different memory functions $f(|t-t'|/\tau)$ [1]. In the case of an exponential, $f(t-t') = \exp(-|t-t'|/\tau)$, memory function, the non-Markovian features of the nuclear descent dynamics (1) - (2) are only prominent at the correlation times $\tau \propto 1/\omega_b$, and are of minor importance at two extremes of $\tau \ll 1/\omega_b$ and $\tau \gg 1/\omega_b$. While if one uses a power-law type, $f(t-t') = (t-t'/\tau)^{-\alpha}$, memory function then, the nuclear descent dynamics (1) - (2) remains essentially non-Markovian at all values of the correlation time τ .



Time of the non-Markovian descent (1) - (2) ^{236}U from the fission barrier at the temperature of $T = 2$ MeV is shown as a function of the correlation time τ . The solid line represents the calculations of the times of the descent with the power-law memory function $f(t-t') = (t-t'/\tau)^{-1/2}$, dashed line – the corresponding results with the exponential memory function $f(t-t') = \exp(-|t-t'|/\tau)$.

In the Figure, we compared times of the descent of ^{236}U at $T = 2$ MeV in the presence of the memory effects, produced either by the power-law memory function $f(t-t') = (t-t'/\tau)^{-1/2}$ (solid line) or by the exponential memory function $f(t-t') = \exp(-|t-t'|/\tau)$ (dashed line). It has been found much stronger slowing down of the non-Markovian nuclear descent (1) - (2) by the power-law $f(t-t') = (t-t'/\tau)^{-1/2}$ than by the exponential $f(t-t') = \exp(-|t-t'|/\tau)$ memory function. By that, the times of the descent become fairly long ($> 10^{-20}$ s) even at quite small values of the correlation time $\tau \propto [10^{-24} \div 10^{-23}]$ s.

1. S.V. Radionov, submitted to Phys. Rev. C (2023).

ГАЛЬМІВНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ У ПРОТОН-ДЕЙТРОННОМУ РОЗСІЯННІ ТА НУКЛОН-НУКЛОННІ СИЛИ

К. А. Шаульський¹, С. П. Майданюк^{1,2}, В. С. Василевський³

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Центр досліджень фізики ім. Вігнера, Будапешт, Угорщина

³ Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна

У доповіді викладено результати дослідження випромінювання гальмівних фотонів, яке виникає у розсіянні протонів на дейтронах. Не дивлячись на давню історію досліджень взаємодії протонів з дейтронами та існування деяких досліджень по випромінюванню гальмівних фотонів у таких реакціях, нами розроблено новий підхід, що дає змогу більш точно дізнатися про властивості ядерних сил. Як засіб для отримання такої інформації, нами розроблено нову модель для аналізу існуючої експериментальної інформації гальмівного випромінювання у цих процесах. Відносна простота обраних ядер пояснюється тим, що так можливо більш ясно продемонструвати ефективність розробленого нами підходу для досягнення такої мети.

Розроблена нами квантова модель випромінювання фотонів є продовженням розвитку методів гальмівного випромінювання в ядерних процесах, представлених в роботах [1, 2] (див. також посилання там) та кластерних моделей в ядерній фізиці [3, 4] (див. також посилання там). У рамках розробленого підходу, розсіяння протона на дейтроні описується як розв'язок тринуклонної задачі в квантовій механіці із напівреалістичними нуклон-нуклонними потенціалами. На основі такої моделі досягнуто гарного опису існуючих експериментальних даних випромінювання [5, 6], які на сьогодні вважаються як здобуті з найбільш високою точністю. Визначено залежність перерізів випромінювання гальмівних фотонів від форми нуклон-нуклонного потенціалу.

У роботі нами виявлено, що параметри експериментів [5, 6] обрані в області енергій, де чутливість спектрів випромінювання дуже слабка до зміни параметрів ядерних сил. Ця причина робить аналіз експериментів [5, 6] неефективним для вивчення ядерних сил. Тому нами виявлено іншу область енергій, де дістатися інформації про властивості ядерних сил таким чином можливо з більш високою якістю (точністю). Запропоновано параметри відповідно до майбутніх експериментів для здобуття такої інформації. Проаналізовано властивості випромінювання в широкому діапазоні енергій пучка протонів та енергій фотонів.

Розроблений нами підхід може бути застосований для дослідження випромінювання гальмівних фотонів у процесах ядер-ядерного розсіяння, а також для визначення ядер-ядерного потенціалу через аналіз спектрів гальмівного випромінювання.

1. S.P. Maydanyuk. Enhancement of incoherent bremsstrahlung in proton-nucleus scattering in the Δ -resonance energy region. Phys. Rev. C 107 (2023) 024618; [arXiv: 2203.07146](https://arxiv.org/abs/2203.07146).
2. X. Liu et al. First investigations of hypernuclei in reactions via analysis of bremsstrahlung photons. Phys. Rev. C 99 (2019) 064614; [arXiv: 1810.11942](https://arxiv.org/abs/1810.11942).
3. V. Vasilevsky et al. Algebraic model for scattering in three s cluster systems. 1. Theoretical background. Phys. Rev. C 63 (2001) 034606.
4. V.S. Vasilevsky et al. A microscopic three-cluster model with nuclear polarization applied to the resonances of ${}^7\text{Be}$ and the reaction ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$. Nucl. Phys. A 824 (2009) 37.
5. J. Clayton et al. Proton-deuteron bremsstrahlung at 145 and 195 MeV. Phys. Rev. C 45(4) (1992) 1810.
6. J. Clayton. High energy gamma ray production in proton induced reactions at energies of 104, 145, and 195 MeV. PhD Thesis (Michigan State University, 1991).

GEANT4 МОДЕЛЮВАННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ NA60+

М. С. Борисова^{1,2} (від імені колаборації NA60+)

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Науковий інститут Вейцмана, Реховот, Ізраїль

Запропонований експеримент NA60+ на SPS в CERN [1] надасть унікальну можливість досліджувати область фазової діаграми КХД за високого баріохімічного потенціалу. Експеримент використовуватиме високоінтенсивні пучки протонів та іонів, створені на прискорювачі CERN SPS у діапазоні енергій 6 - 17 GeV. Значне покращення та розширення області фізичних явищ, що вивчатиме експеримент, стане можливим завдяки високоінтенсивному пучку із щонайменше 10^7 іонами Pb і найсучаснішим експериментальним технологіям.

Повне та детальне моделювання детектора має вирішальне значення для оптимізації компонування детектора та його елементів, розуміння фону і його джерел та пошуку заходів, необхідних для покращення точності фізичних результатів. Геометрична модель експерименту NA60+ була реалізована в програмному середовищі Geant4 [2]. На рис. 1 показано детальний дизайн моделі установки NA60+. Він включає в себе такі елементи та системи детекторів:

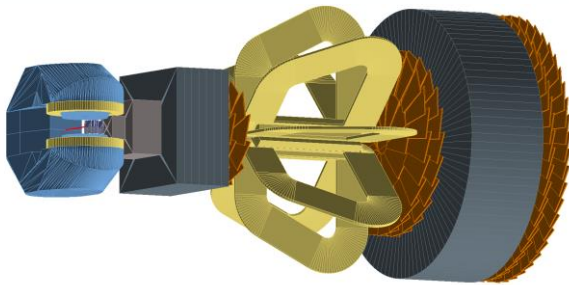


Рис. 1. Схема експерименту NA60+.

Показано магніти, детектори та поглинаючі елементи.

джує можливість зшивання окремих кремнієвих сенсорів з метою покриття достатньої поверхні з низьким бюджетом матеріалів.

Магніти. Моделі дипольного та тороїдального магнітів реалізовано на основі технічних креслень існуючого магніту MER48 та поточної конструкції тороїдального магніту відповідно. Поля, реалізовані в цій версії моделювання, заповнюють номінальний об'єм магнітів і є однорідними у випадку диполя та зменшуються з $1/r$ у випадку тороїда. Їхня напруженість обирається, виходячи з документації на магніти.

Поглиначі. Змінна товщина поглинач є ключовою особливістю установки NA60+, яка дає змогу оптимізувати налаштування для різних енергій пучка. Загальна товщина поглинач збільшується зі збільшенням енергії пучка, і мюонний спектрометр віддаляється від мішені. Поглинаючий матеріал різної щільності, оксид берилію, графіт і вольфрам, використовується для ефективного поглинання фону, що утворюються під час взаємодії пучка з мішенню.

Мюонний спектрометр. У мюонному спектрометрі треки вимірюються шістьма трекінговими шарами, які згруповані в три набори з двох квазіпланарних трекінгових шарів. Перший і другий шари MS0 і MS1 (рис. 2) утворюють першу пару, розміщені на відстані 67 см і розташовані перед тороїдальним магнітом. Третій і четвертий шари MS2 і MS3, також розташовані на відстані 67 см, утворюють другу пару, що встановлена за магнітом. Останні два шари розташовані за додатковим абсорбером на відстані 40 см. Остання пара в основному використовується для ідентифікації мюонів. Мюонні камери будуть побудовані на основі технології або багатодровових пропорційних камер (MWPC), або газоелектронних помножувачів (GEM). Вони повинні забезпечити високу ефективність та просторову роздільну здатність приблизно 200 мкм при потоках частинок близько $10 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Поєднуючи результати вимірювання у вершинному спектрометрі та у мюонних камерах для кожного мюона, можна досягти роздільної здатності менше, ніж 10 MeV для маси ω -мезона та ~ 30 MeV для J/ψ . В Науковому інституті Вейцмана було створено перший прототип MWPC, який проходить лабораторні випробування, і плануються його тести на пучку SPS. Дизайн мюонних станцій передбачає використання єдиного трапецієподібного модуля для отримання бажаної геометрії. Такий підхід дає змогу

Область зіткнень. Передбачається система мішеней, які можуть включати різні види ядер. Відразу за мішенями слідує вершинний спектрометр, занурений у магнітне поле 1,5 T дипольного магніту MER48, що забезпечує інтеграл поля приблизно 0,5 Tm. Вершинний спектрометр, що складається з п'яти (до 10) ідентичних площин піксельних детекторів, розташований на відстані $7 < z < 38$ см, починаючи від останньої мішені. Піксельні детектори планується реалізувати за допомогою технології MAPS, у рамках співпраці з ALICE ITS [3], що досліджує

уникнути багаторазової розробки технології складання та тестування детекторних модулів різного дизайну, що також є економічно обґрунтованим. Перші дві мюонні станції (див. рис. 2) складаються з 12 трапецієподібних детекторних модулів кожна, тоді як станції, розташовані за тороїдальним магнітом і циліндричним графітовим поглиначем, мають 36 і 84 модулів відповідно.

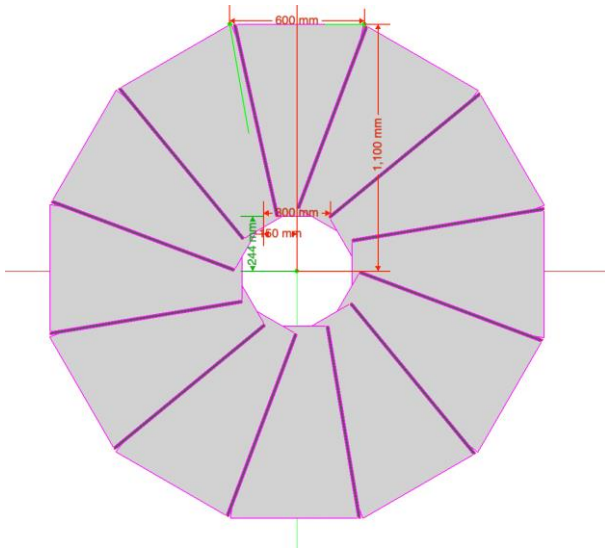


Рис. 2. Візуалізація станції MS0.

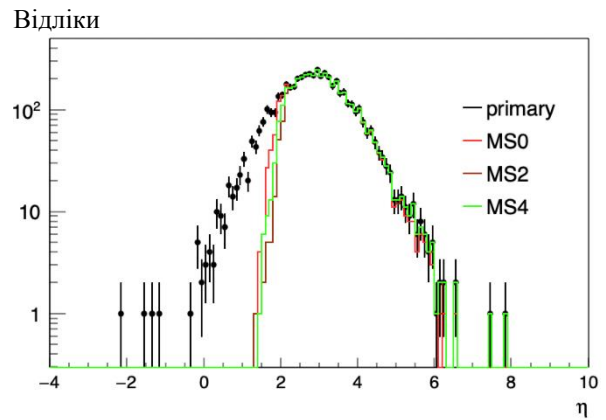


Рис. 3. Дослідження геометричного акцептенсу мюонних станцій.

Для вивчення конструкції детектора було змодельовано 10^5 пар мюонів. Дослідження геометричного акцептенсу мюонних станцій залежно від псевдошвидкості η показано на рис. 3. Розміри мюонного спектрометра відповідають акцептенсу вершинного спектрометра, а також обмежені розміром експериментальної зони, що обумовлено висотою лінії пучка (285 см) над підлогою, як передбачено для експерименту на даний момент. Оскільки фізичні процеси, що вивчатиме експеримент, обмежені псевдошвидкостям $\eta > 1,5$, дизайн мюонного спектрометра цілком відповідає вимогам.

Запропонований новий експеримент базується на найсучасніших технологіях, які б дали змогу збирати приблизно в 20 разів більшу статистику для кожної енергії порівняно з попереднім експериментом NA60, який працював лише на найвищій енергії SPS. Незважаючи на складні експериментальні умови, схема експерименту добре адаптована до фізичних завдань експерименту NA60+.

1. C. Ahdida et al. NA60+ Collaboration. Letter of Intent: the NA60+ experiment. CERN-SPSC-2022-036 ; SPSC-I-259, e-Print: 2212.14452 [nucl-ex]
2. S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. NIM A 506 (2003) 250.
3. ALICE Collaboration. Expression of Interest for an ALICE ITS Upgrade in LS3.

АНАЛІЗ ЕФЕКТИВНОСТІ АДАПТИВНОГО ПРОТОКОЛУ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНОЇ РАДІОМЕРЕЖІ В УМОВАХ САМОПОДІБНОГО ТРАФІКА

А. П. Войтер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, І. О. Мазний, О. М. Семенюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Самоподібний розподіл трафіка в сучасних мультисервісних телекомунікаційних радіомережах зумовив необхідність переоцінки ефективності протоколів їхнього функціонування на різних рівнях архітектури, зокрема і на MAC рівні, як найбільш чутливому до високої пульсації інтенсивності трафіка на випадкових інтервалах часу. Такі пульсації особливо критичні для радіомереж з пакетною комутацією з протоколами доступу до спільного радіоканалу Carrier Sense Multiple Access (CSMA), відмінною рисою яких є наявність межі стійкості їхньої роботи, за якою при подальшому зростанні інтенсивності трафіка різко зростає кількість конфліктів і відповідно знижується пропускна здатність мережі. У базових протоколах CSMA не було передбачено процедур адаптації до інтенсивності трафіка. Натомість такі процедури є в синхронних адаптивних протоколах CSMA зі змінною довжиною пакетів [1, 2]. Ці протоколи засновані на базових протоколах CSMA, які доповнені трьома стратегіями зміни довжини пакетів залежно від інтенсивності трафіка. Адаптивні протоколи CSMA досліджені для трафіка з розподілом Пуассона.

У цій роботі запропоновано математичну модель функціонування синхронного жорсткого адаптивного протоколу CSMA для кожної із трьох стратегій в умовах самоподібного трафіка.

до тривалості циклу відновлення (суми середньої тривалості зайнятого B_j і вільного I станів): Відповідно до такого протоколу радіоканал може перебувати в одному з двох можливих станів – зайнятому середньої тривалості B_j , коли в радіоканалі здійснюється передача і присутній сигнал радіовипромінювання, і вільному I , коли передачу дозволено, і який містить також і стан дозволу передачі. Зайнятий стан являє собою послідовність передач випадкової кількості пакетів, розділених інтервалом тривалості одного такту роботи радіоканалу τ . Перша передача пакета в зайнятому стані буде мати нормовану тривалість r , всі наступні – q , де $\{r > 1, q = 1\}$ для першої стратегії, $\{r = 1, q < 1\}$ для другої стратегії, $\{r > 1, q < 1\}$ для третьої стратегії. Зайнятий стан може відображати дві події: безконфліктну (успішну) передачу пакета даних, і одночасну передачу декількох пакетів даних, результатом якої є втрата конфліктуючих пакетів і непродуктивне використання часу роботи радіоканалу. Інтервал часу перебування радіоканалу в стані безконфліктної передачі пакетів даних ототожнюється з корисним використанням радіоканалу. Зайнятий і вільний стан радіоканалу чергуються, утворюючи цикли відновлення. Середню швидкість передачі для j -ї стратегії визначимо як відношення середньої тривалості корисного інтервалу U_j

$$S_j = \frac{U_j}{B_j + I}, \quad (1)$$

де $j = \{1, 2, 3\}$ відповідно до однієї із трьох стратегій.

Для характеристики процесу надходження пакетів на передачу використаємо розподіл Парето другого типу

$$P = Pr[\text{інтервал між передачами} > t] = \left(\frac{t+k}{k}\right)^{-\alpha}, \quad (2)$$

де α – параметр форми розподілу, k – локальний параметр і обидва є додатними дійсними числами. Для розподілу Парето середній інтервал між передачами визначається як $\bar{t} = k / (\alpha - 1)$, $\alpha > 1$. Отже, інтенсивність трафіка: $G = T / \bar{t} = (\alpha - 1)T / k$. Звідси, тривалість передачі одного пакета даних: $T = Gk / (\alpha - 1)$. З умови $T = 1$ отримуємо: $k = (\alpha - 1) / G$.

Тоді рівняння (2) матиме вигляд

$$P = \left(\frac{tG + \alpha - 1}{\alpha - 1}\right)^{-\alpha}. \quad (3)$$

Зайнятий стан радіоканалу являє собою послідовність передач випадкової кількості пакетів, розділених нормованим інтервалом тривалістю τ .

Враховуючи, що перша передача пакета в періоді зайнятості буде мати тривалість r , а всі наступні – q , середня кількість передач у зайнятому стані за j -ю стратегією дорівнює

$$n_j = P_r + 2(1 - P_r)P_q + \sum_{i=3}^{\infty} i(1 - P_r) = P_r + 2(1 - P_r)P_q + P_q(1 - P_r),$$

де, відповідно до (3), $P_r = \left(\frac{(r+\tau)G + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha}$, $P_q = \left(\frac{(q+\tau)G + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha}$.

Тоді середня тривалість зайнятого стану радіоканалу

$$B_j = r + \tau + (n_j - 1)(q + \tau) = r - q + n_j(q + \tau).$$

Очевидно, що кількість тактів у вільному стані як для жорсткого, так і для гнучкого протоколів незалежно від стратегії розподілена геометрично із середнім значенням $(1 - P_\tau)^{-1}$, де

$$P_\tau = \left(\frac{\tau G + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha}.$$

Отже, середня тривалість вільного стану радіоканалу

$$I = \frac{\tau}{1 - P_\tau}.$$

Ймовірність успішної передачі першого пакета в зайнятому стані U_{1j} дорівнює ймовірності відсутності надходження інших пакетів за останній інтервал вільного стану τ , ймовірність успішної передачі другого U_{2j} – ймовірності відсутності надходження інших пакетів за інтервал $r + \tau$, а ймовірність успішної передачі наступних пакетів U_{nj} – ймовірності відсутності надходження інших пакетів за інтервал $q + \tau$. Отже, ймовірність успішної передачі для кожного протокольного інтервалу вразливості визначається рівняннями

$$Q_{1j} = \int_0^\tau \frac{1}{\tau} \left(\frac{tG + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha} \left(\frac{(\tau - t)G + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha} dt,$$

$$Q_{2j} = \int_0^{r+\tau} \frac{1}{r+\tau} \left(\frac{tG + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha} \left(\frac{(r+\tau-t)G + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha} dt,$$

$$Q_{nj} = \int_0^{q+\tau} \frac{1}{q+\tau} \left(\frac{tG + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha} \left(\frac{(q+\tau-t)G + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right)^{-\alpha} dt.$$

Тоді середня тривалість корисного інтервалу

$$U_j = rQ_{1j} + qQ_{2j} + q(n_{1j} - 2)Q_{nj}.$$

Підставляючи значення B_j , U_j та I в (1), одержимо рівняння середньої швидкості передачі S_j для синхронного адаптивного жорсткого протоколу із заданими стратегіями зміни довжини пакетів.

$$S_j = (1 - P_\tau) \left\{ rQ_{1j} + q \frac{[Q_{2j} + (n_{1j} - 2)Q_{nj}]}{(1 - P_\tau)[r - q + n_{1j}(q + \tau)] + \tau} \right\}.$$

Здійснено аналіз цього рівняння як функції інтенсивності трафіку G при різних значеннях системних параметрів для кожної стратегії та порівняно з відповідним аналізом рівняння середньої швидкості передачі цього ж протоколу при трафіку з розподілом Пуассона.

Для всіх трьох стратегій в умовах самоподібного трафіка спостерігається суттєве зниження межі стійкості роботи протоколу (граничне навантаження), наприклад при $\alpha = 1,5$ майже втричі.

Пропускна здатність протоколу для першої стратегії із збільшенням r при незмінній межі стійкості має нижчу динаміку зростання і при $r = 10$ сягає паритетного значення з розрахунками за розподілом Пуассона. Для першої стратегії характерним є також більш висока середня швидкість передачі при низькій інтенсивності трафіка, що очевидно пов'язано із зниженням межі стійкості.

За другою стратегією із зменшенням q спостерігається, як і за розподілом Пуассона, зростання межі стійкості із збереженням співвідношення між ними. При цьому пропускна здатність зростає, залишаючись меншою за порівнювану в середньому на 12 %.

Третя стратегія при зростанні r і одночасному зменшенні q демонструє також пропорційне з порівнюваним зростанням межі стійкості протоколу та зростанням пропускної здатності до рівня, який майже збігається з порівнюваним.

1. С.Г. Бунін, А.П. Войтер. Наукові вісті НТУУ "КПІ" 5 (2007) 25.
2. А.П. Войтер. Наукові вісті НТУУ "КПІ" 6 (2007) 11.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ АТОМНИХ ЯДЕР ЗА ДОПОМОГОЮ НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНИХ ДЕТЕКТОРІВ

Ф. А. Даневич^{1,2}

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

«У дослідженнях нейтрино є надія не просто уточнювати параметри існуючих теорій, а побачити щось по-справжньому нове» [1]. Саме завдяки вимірюванням потоків нейтрино від Сонця та з верхніх шарів атмосфери було отримано перший експериментальний доказ неточності Стандартної моделі (СМ) елементарних частинок та взаємодій: було відкрито явище осциляцій нейтрино, яке свідчить про наявність у нейтрино маси. Але вимірювання осциляцій нейтрино поки що не здатні визначити величини масових станів нейтрино. Залишаються також без відповіді питання про схему масових станів нейтрино (нормальна чи інвертована?) та його природу (частинка Дірака чи Майорани?).

Є надія отримати відповіді на ці фундаментальні питання у дослідженнях надзвичайно рідкісного процесу – безнейтринного подвійного бета-розпаду ($0\nu2\beta$) атомних ядер. Спостереження цього розпаду буде вагомим аргументом на користь припущення, що нейтрино є частинкою Майорани (нейтрино є тотожним антинейтрино), дасть змогу оцінити ефективну масу електронного нейтрино і визначити схему масових станів нейтрино. Крім того, у $0\nu2\beta$ -розпаді відбувається народження двох електронів [2], що однозначно свідчатиме про незбереження лептонного числа. Нарешті, нейтрино Майорани дає можливість відповісти на одне з найбільш складних питань сучасної фізики: чому Всесвіт є таким, яким він є (тобто, про баріонну асиметрію Всесвіту)? Загалом, $0\nu2\beta$ -розпад, будучи процесом, забороненим у рамках СМ, може відбуватися за рахунок багатьох гіпотетичних частинок та взаємодій [3] і його спостереження буде лише початком широкого кола досліджень, спрямованих на з'ясування механізмів розпаду.

Якщо для лабораторного спостереження, дозволеного в СМ двонейтринного 2β -розпаду, вперше розглянутого у 1935 р. [4], знадобилося 56 років [5], то передбачений у 1937 р. $0\nu2\beta$ -розпад [6] усе ще не спостережений. У ході численних витончених та доволі тривалих експериментів установлені лише обмеження на періоди напіврозпаду відносно цього розпаду на рівні $\lim T_{1/2} > 10^{24} - 10^{26}$ років, звідки слідує обмеження на ефективну масу електронного нейтрино Майорани $\langle m\nu \rangle < 0,04 - 0,5$ еВ. Діапазон обмежень на масу нейтрино пов'язаний з неоднозначністю у розрахунках ядерних матричних елементів (ЯМЕ) $0\nu2\beta$ -розпаду для досліджених ядер, зокрема проблемою точного визначення аксіально-векторної константи зв'язку g_A .

Низькотемпературні болометричні детектори можуть використовувати різні матеріали, до складу яких входять елементи, що містять 2β -активні нукліди (а отже забезпечують високу ефективність реєстрації ефекту) і мають високу роздільну здатність (кілька кеВ). Експеримент CUORE, з низькотемпературними болометрами на основі кристалів оксиду телуру, продемонстрував високу чутливість до $0\nu2\beta$ -розпаду ядра ^{130}Te : $T_{1/2} > 2,2 \cdot 10^{25}$ років, звідки оцінено інтервал обмежень на масу нейтрино $\langle m\nu \rangle < 0,090 - 0,305$ еВ [7]. Але події від α -частинок на поверхні кристалів та оточуючих матеріалів обмежують чутливість експерименту. Для зниження цього фону було запропоновано проект CUPID, у якому крім теплового сигналу буде реєструватися також сцинтиляційний сигнал, що дасть змогу придушити фон від α -частинок [8]. Перспективність цього підходу була продемонстрована на невеликому прототипі CUPID-Мо з 20-ма кристалами молібдату літію масою близько 210 г кожний, виготовленими з молібдену збагаченого ізотопом ^{100}Mo ($\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$). За приблизно рік вимірювань в експерименті встановлено обмеження на $0\nu2\beta$ -розпад ядра ^{100}Mo $T_{1/2} > 1,8 \cdot 10^{24}$ років, звідки слідує інтервал обмежень на масу нейтрино $\langle m\nu \rangle < 0,28 - 0,49$ еВ [9]. Крім того, в експерименті з найвищою точністю, на рівні $\pm 1,6\%$, виміряно $2\nu2\beta$ -розпад ядра ^{100}Mo на основний стан ^{100}Ru [10], зареєстровано $2\nu2\beta$ -перехід ^{100}Mo на збуджений стан ^{100}Ru [11], аналіз даних триває з метою пошуку ефектів за рамками СМ. Очікується, що експеримент CUPID з 450 кг збагачених кристалів $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ за 10 років вимірювань досягне чутливості до $0\nu2\beta$ -розпаду ядра ^{100}Mo на рівні $\lim T_{1/2} \sim 10^{27}$ років. Це відповідає масі нейтрино $\langle m\nu \rangle < 0,012 - 0,020$ еВ і дасть змогу перевірити інвертовану схему масових станів нейтрино. Проводяться розробки з метою подальшого підвищення чутливості болометричних експериментів через зниження фону до рівня 10^{-5} відліків/кеВ/кг/рік, що дасть можливість досягти маси нейтрино $\langle m\nu \rangle < 0,004 - 0,007$ еВ, а отже, надійно перевірити інвертовану схему масових станів нейтрино [12].

Згадана вище проблема точного визначення константи g_A також успішно досліджується за допомогою низькотемпературних болометричних детекторів. Зокрема, в експерименті з кристалом LiInSe_2 було виміряно період напіврозпаду та форму β -спектра ^{115}In , звідки було оцінено, що константа g_A менша на множник $0,655 \pm 0,002$ порівняно із значенням для вільного нуклона $g_A = 1,276$ [13].

Експеримент АМоRE також використовує для пошуку $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра ^{100}Mo низькотемпературні болометричні детектори з кристалами молібдату кальцію (із кальцію збідненого на ізотоп ^{48}Ca та молібдену збагаченого ізотопом ^{100}Mo) та $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ [14]. Перевагою цього експерименту є використання температурних метало-магнітних сенсорів із майже на порядок швидшим відгуком, що дає змогу суттєво знизити фон від випадкових збігів подій $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра ^{100}Mo , у той час, як цей фон суттєво обмежує чутливість експерименту CUPID. Останнім досягненням колаборації АМоRE є встановлення найбільш жорсткого обмеження на $0\nu 2\beta$ -розпад ядра ^{100}Mo : $T_{1/2} > 3,2 \cdot 10^{24}$ років. Проводиться підготовка останнього етапу експерименту, АМоRE-II, з 360-ма кристалами $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ загальною масою 157 кг, у якому за 5 років вимірювань очікується досягнення чутливості до маси нейтрино $\langle m\nu \rangle < 0,020 - 0,035$ еВ [15].

Доповідь підготовлено частково за підтримки НФД України, грант № 2020.02/0011.

1. F. Vissani. Invited talk at the Conference on Neutrino and Nuclear Physics, Catania, Italy, 15 - 21 October 2017.
2. F. Vissani. What is matter according to particle physics, and why try to observe its creation in a lab? *Universe* 7 (2021) 61.
3. E. Bossio, M. Agostini. Probing Beyond the Standard Model Physics with Double-beta Decays. arXiv:2304.07198v1 [hep-ex].
4. M. Goepfert-Mayer. Double Beta-Disintegration. *Phys. Rev.* 48 (1935) 512.
5. S.R. Elliott et al. The double beta decay spectrum of ^{100}Mo as measured with a TPC. *J. Phys. G* 17 (1991) S145.
6. G. Racah. Sulla simmetria tra particelle e antiparticelle. *Nuovo Cimento* 14 (1937) 322.
7. D.Q. Adams et al. (CUORE collaboration). Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE. *Nature* 604 (2022) 53.
8. K. Alfonso et al. CUPID: The Next-Generation Neutrinoless Double Beta Decay Experiment. *J. Low Temp. Phys.* 211 (2023) 375.
9. C. Augier et al. Final results on the $0\nu\beta\beta$ decay half-life limit of ^{100}Mo from the CUPID-Mo experiment. *Eur. Phys. J. C* 82 (2022) 1033
10. C. Augier et al. (CUPID-Mo collaboration). Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay rate and spectral shape of ^{100}Mo from the CUPID-Mo experiment. To be published in *Phys. Rev. Lett.*
11. C. Augier et al. New measurement of double- β decays of ^{100}Mo to excited states of ^{100}Ru with the CUPID-Mo experiment. *Phys. Rev.* 107 (2023) 025503.
12. B. Schmidt for the BINGO collaboration. BINGO: Investigation of the Majorana nature of neutrinos at the few meV level of the neutrino mass scale. Presented at MEDEX-2023, Prague, 4 - 8 September 2023.
13. A.F. Leder et al. Determining g_A/g_V with high-resolution spectral measurements using a LiInSe_2 bolometer. *Phys. Rev. Lett.* 129 (2022) 232502.
14. S. C. Kim on behalf of the АМоRE Collaboration. Searching for neutrinoless double beta decay with the АМоRE experiments. *Il Nuovo Cimento C* 46 (2023) 8.
15. Y. Oh, on behalf of the АМоRE Collaboration. АМоRE-II Preparation status. Presented at TAUP 2023, Vienna, 28 August – 01 September 2023.

ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОНЕЙТРОННОЇ РЕАКЦІЇ НА ІЗОТОПІ ^{82}Se

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

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Дослідження реакції $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81\text{m}}\text{Se}$ проводилося у відділі фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України. Опромінення дослідних зразків проводилося на пучку гамма-квантів мікротрона М-30 в області енергій 9 - 18 МеВ. Дослідження, що проводяться на пучках гамма-квантів мають ряд переваг. Перша з них полягає в тому, що взаємодія фотонів з ядрами відбувається за допомогою електромагнітних сил, властивості яких вивчені і добре відомі. Фотони привносять в ядро відносно малі зміни (порівняно із сильно-взаємодіючими частинками) і тому вони найбільш адекватні інструменти для дослідження структур ядер. У цих реакціях у досліджуваній області енергій привноситься в ядро певний кутовий момент, а дисперсія моментів після випромінювання частинки мала 2h-3h. Все це спрощує аналіз експериментальних результатів.

Гігантський дипольний резонанс (ГДР) є головною особливістю в перерізах взаємодії гамма-квантів з ядрами. Дослідження його основних характеристик було проведено як методом сумування парціальних перерізів реакцій (γ, n) $(\gamma, 2n)$ $(\gamma, 3n)$ тощо [1], так і прямим вимірюванням повного перерізу σ_{tot} методом поглинання [2, 3].

Фотоядерні реакції з фіксацією утворення кінцевого ядра в окремих визначених станах стали останнім часом одним з основних джерел нової інформації про властивості ГДР. Розподіл по спінах вище розташованих рівнів визначає при наявності в ядрі ізомерних станів відносне заселення ізомерного і основного станів ядра. Ізомерне відношення виходів $Y_m/(Y_m + Y_g)$ (Y_m – ізомерний вихід, Y_g – основний вихід) або перерізів заселення ізомерного і основного станів ядра дають інформацію про механізми реакції, що досліджується, про параметри густини рівнів, про параметри спінового обмеження статистичної моделі тощо.

У даній роботі вивчався переріз реакції $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81\text{m}}\text{Se}$ в області енергій гігантського E1-резонансу методом ізомерних відношень. Вибір мішені обумовлений перехідним характером ядер області селену і їхнім недостатнім вивченням.

Досліджувані мішені являли собою диски спресованого в капролонові касети високочистого порошкоподібного металічного селену. Вага мішені становила 2 г, а діаметр – 30 мм.

Для вивчення реакції $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81\text{m}}\text{Se}$ використовувалась активаційна методика. З результатів експериментальних вимірювань визначалася кількість зареєстрованих імпульсів від розпаду ізомерного і основного станів. За формулою

$$d = \left[\frac{\lambda_g F_m(t)}{\lambda_m F_g(t)} \left(C \cdot \frac{N_g}{N_m} \cdot \frac{\phi_m}{\phi_g} \cdot -p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1},$$

де $\lambda_{m,g}$ – відповідні сталі розпадів ізомерного і основного станів; $F_{m,g}$ – часова функція:

$$F_{m,g} = \left(1 - e^{-\lambda_{m,g} \cdot t_{\text{irr}}} \right) \cdot e^{-\lambda_{m,g} \cdot t_{\text{cool}}} \left(1 - e^{-\lambda_{m,g} \cdot t_{\text{meas}}} \right), \text{ де } t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}}, t_{\text{meas}} - \text{часи опромінення, охолодження і}$$

вимірювання; C – коефіцієнт, що враховує можливість прорахунків і накладання імпульсів; N_m і N_g –

кількість зареєстрованих імпульсів від розпаду ізомерного і основного станів; $\phi_{m,g} = a_{m,g} \cdot \xi_{m,g} \cdot k_{m,g}$,

тут $a_{m,g}$ – інтенсивність гамма-переходів, що супроводжують розпад ізомерного і основного стану, $x_{m,g}$ –

ефективність реєстрації відповідних гамма-ліній, $k_{m,g}$ – коефіцієнти самопоглинання гамма-квантів в

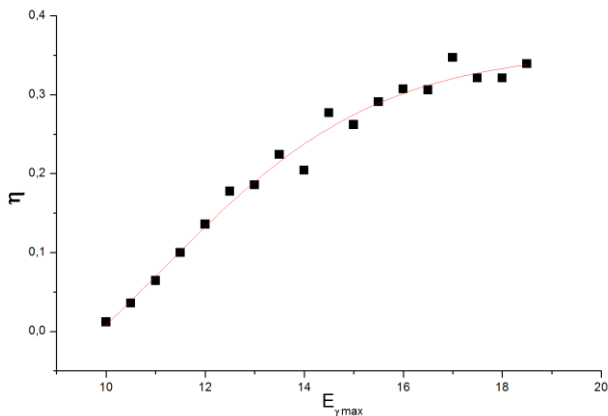
мішені; p – коефіцієнт розгалуження, визначались ізомерні відношення виходів $d = Y_m Y_g$.

На рисунку наведено квадратами ізомерне відношення виходів $\eta = \frac{Y_m}{Y_n} = \frac{Y_m}{Y_m + Y_g}$, де Y_n – повний

вихід фотонейтронної реакції, який зв'язаний з d співвідношенням $\eta = \frac{1}{(1+1d)}$.

Суцільною лінією на рисунку наведено результат підгонки методом найменших квадратів експе-

риментальних даних кривою Больцмана: $\eta = \frac{A + (B - A)}{\{1 + \exp[(E - E_0) \Delta E]\}}$, де $A, B, E_0, \Delta E$ – параметри. У



Ізомерне відношення виходів η в реакції $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m}\text{Se}$.

збудження ізомерних станів в реакції $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m}\text{Se}$. Розрахунок перерізу σ_m проводився методом оберненої матриці з кроком $\Delta E = 0,5$ MeV. У процесі розрахунку перерізу $\sigma_m(E)$ бралася крива $\eta(E_{\gamma\max})$, яка одержана в результаті підгонки експериментальних даних кривою Больцмана. Переріз має одnogорбу форму з максимумом $\sigma_m = 52,68$ мб при енергії 16,0 MeV.

За допомогою програмного пакета TALYS-1.9 проведено теоретичні розрахунки перерізів реакції $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m}\text{Se}$. Одержано задовільне узгодження розрахунків з експериментом.

1. A.V. Varlamov et al. Atlas of Giant Dipole Resonances. IAEA, INDS, (NDS) (Vienna, Austria, 1999) 394 p.
2. G.M. Gurevich et al. Giant resonance in the total photoabsorption cross-section of $Z = 90$ nuclei Nucl. Phys. A 273 (1976) 326.
3. G.M. Gurevich et al. Total nuclear photoabsorption cross-section in the region $150 < A < 190$. Nucl. Phys. A 351 (1981) 257.

результаті підгонки одержані такі значення параметрів: $A = 0,3575$, $B = -0,2059$, $E_0 = 11,0894$ MeV, $\Delta E = 2,2274$ MeV. Стандартна похибка $\eta \approx 1\%$ і не перевищує розміру квадрата.

Експериментальний ефективний поріг реакції $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m}\text{Se}$ $E_{\text{еф}} = 9,9 \pm 0,1$ MeV. Від порогу реакції $(\gamma, n)^m$ ізомерне відношення виходів η із ростом енергії $E_{\gamma\max}$ наростає і в області ~ 18 MeV виходить на насичення.

Виміряні експериментальні залежності ізомерних відношень від максимальної енергії гальмівного спектра $\eta = f(E_{\gamma\max})$ дають змогу, використовуючи наявні повні перерізи реакцій $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81}\text{Se}$, розрахувати парціальні перерізи

ВИКОРИСТАННЯ СИСТЕМИ КОНТРОЛЮ ОБЛАСТІ ВЗАЄМОДІЇ І ФОНУ RMS-R3 ДЛЯ ВІДОБРАЖЕННЯ ДВОВИМІРНИХ АСИМЕТРИЙ НА ПУЛЬТІ УПРАВЛІННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb

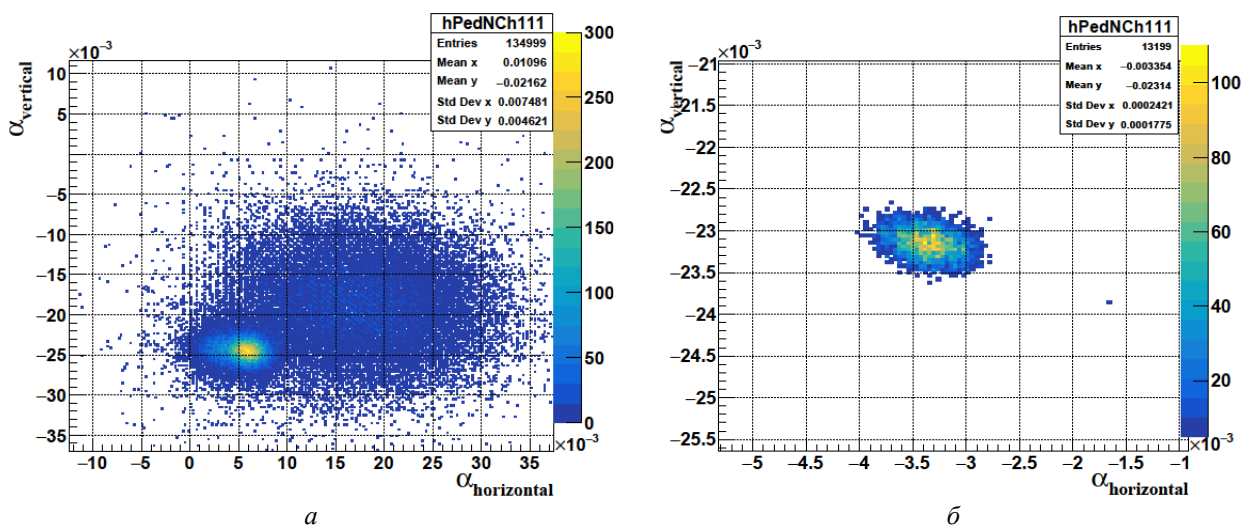
В. Добішук¹, В. Пугач¹, С. Чернишенко¹, К. Гаспар², П. Роуб², Л. Гранадо Кардоса², Н. Нойфельд²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² ЦЕРН, Женева, Швейцарія

Система радіаційного моніторингу (RMS-R3), яка є оригінальною інструментальною розробкою команди дослідників з ІЯД НАН України, забезпечує безпечну та ефективну роботу найсучаснішого детектора LHCb (ЦЕРН, Швейцарія). Наразі система виконує задачі при підвищеній світності до $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ та енергії до 14 TeV у Run 3 після Upgrade I (2019 - 2022 pp.) [1]. Основними завданнями RMS-R3 є контроль області взаємодії та фону, а також умов проведення експерименту.

Аналіз отриманих експериментальних даних RMS-R3 дав змогу перевірити стабільність роботи. Використання оригінальних методів ідентифікації та оцінки стабільності експериментальних умов (метод асиметрії) дає змогу відслідковувати зміщення пучка, порівнювати взаємодію пучка з фіксованою газовою мішенню SMOG2 [2] при нормальних умовах та інжекції à la SMOG1, а також оцінити область взаємодії при зміні параметра середньої кількості видимих протон-протонних взаємодій на перетин одного банча пучка μ (рисунок).



Залежність асиметрії для RMS-R3 від μ .

a – По осях: x – асиметрії для модулів лівий - правий, y – асиметрії для модулів верхній - нижній. Для лівого локуса $\mu = 1,1$; для великого $\mu = 0,1$. *б* – По осях: x – асиметрії для модулів лівий - правий, y – асиметрії для модулів верхній - нижній. $\mu = \sim 10$.

В експерименті LHCb довгий проміжок часу за допомогою RMS-R3 у режимі онлайн здійснювався лише моніторинг відносної світності в експерименті, інші дані аналізувалися в режимі оф-лайн за вибіркою. Для оцінки якості Run3 і стабільності експериментальних умов написано деякі програмні коди RMS-R3 для онлайн-аналізу і графічних інтерфейсів з блоком управління LHCb через WinCC [3] та з веб-ресурсом системи моніторингу якості даних MONET.

Розробка програмного проекту для LHCb WinCC відображає інформацію про зчитування даних системою RMS-R3 та містить інформацію для швидкого усунення нештатних ситуацій. При використанні он-лайн методу асиметрій RMS-R3 може самостійно вимірювати відносну миттєву світність і надавати дані про положення області взаємодії з високою точністю. Перевагою цих програмних рішень має стати нова користувацька функціональність та повна інтеграція системи RMS-R3 у структуру моніторингу, що підтримуватиметься фахівцями в процесі використання програмного забезпечення для RMS-R3, матиме безпосередній вплив на ефективну та сталу роботу LHCb, а також на збір даних під час Run 3.

1. F. Alessio, CERN on behalf of the LHCb Collaboration. The LHCb Upgrades for Run3 and Run4. In: 40th International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Prague, Czech Republic, 28 Jul - 6 Aug 2020.
2. LHCb Collaboration. LHCb SMOG Upgrade. Technical Design Report. LHCb TDR 20. CERN/LHCC 2019-005.
3. L. Granado Cardoso et al. LHCb MiniDAQ control system. EPJ Web Conf. 214 (2019).

ВИВЧЕННЯ (γ, n) - ТА (γ, p) -РЕАКЦІЙ НА ПРИРОДНОМУ БАРІЇ

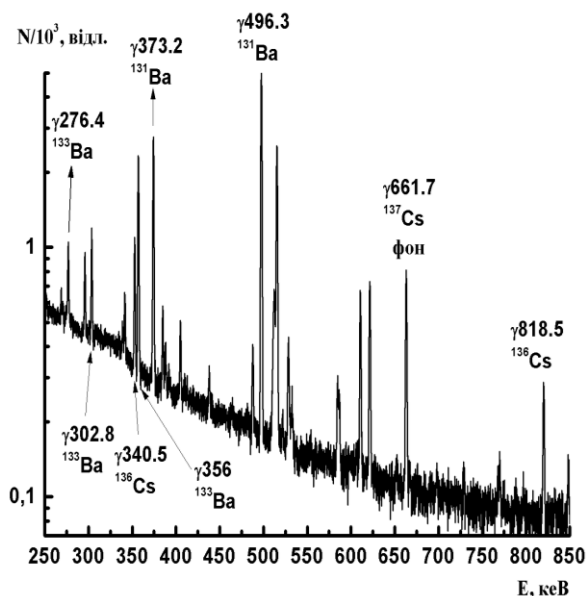
В. О. Желтоножський, Н. В. Куліч, А. М. Саврасов, В. П. Хоменков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Фотоядерні реакції (γ, γ') - та (γ, n) - в області енергії гігантського дипольного резонансу (ГДР) [1] досліджувалися доволі ретельно для різних ядер. Проте остання реакція на ізотопах барію слабо вивчена. У той же час природний барій містить велику кількість ізотопів, останній з яких є магнічним ядром. Це дає змогу вивчати вплив різної кількості нейтронів на вихід (γ, n) -реакції. Заселення ядер у фотоядерних реакціях з вильотом заряджених частинок досліджено значно гірше, хоча в них заселяються інші збуджені стани, часто недоступні для (γ, γ') - і (γ, n) -реакцій. Тому вивчення даних реакцій дасть можливість пролити світло на механізми їхнього перебігу. Виходячи з вищевикладеного, метою нашої роботи є дослідження виходів напрацювання ядер $^{134,136}\text{Cs}$ в (γ, p) - та $^{129,131,133,135}\text{Ba}$ в (γ, n) -реакціях при опроміненні мішеней з природного барію гальмівними гамма-квантами з енергією в області ГДР.

Дослідження середньозважених виходів проводилось активаційним методом на гальмівному γ -пучку для електронів з максимальною енергією 19 MeV на мішенях природного металічного танталу та порошкоподібного гідроксиду барію. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 50 см розміщувалися досліджувані мішені з гідроксиду барію та танталу. Остання використовувалася для отримання потоку гальмівних γ -квантів за допомогою реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. Експериментальні перерізи даної реакції добре відомі для монохроматичних γ -квантів в досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань в низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опромінених мішеней вимірювалися на гамма-спектрометрах, зібраних на базі надчистих напівпровідникових детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації (15 - 40) % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3'' \times 3'' та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,8 - 2,0 keV на γ -лініях 1332 keV ^{60}Co .



Фрагмент γ -спектра активованої мішені гідроксиду барію. Його маса 5,2 г.

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [2] надійно виділені γ -переходи, які супроводжують розпад $^{129,134,136}\text{Cs}$, $^{131,133}\text{Ba}$ та ^{180}Ta . Зокрема на рисунку показано фрагмент γ -спектра опроміненої мішені гідроксиду барію.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду Geant4 [3]. Враховувалася реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней. Даний код враховує поглинання гальмівного пучка в усіх мішенях зі збірки, що опромінювалася. У той же час при вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання γ -квантів, які відповідають розпадам досліджуваних нуклідів, розраховувалися в рамках програмного коду MCNP [4].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [5], було розраховано експериментальні значення середньозважених виходів

досліджуваних реакцій $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$, наведені в Таблиці.

Було проведено моделювання досліджуваних реакцій у рамках програмного коду TALYS-1.96 [6]. Розраховані теоретичні виходи ($\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$) також показано в Таблиці разом із енергетичними бар'єрами зазначених реакцій (Q) та результатами робіт інших авторів $\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$.

Експериментальні та теоретичні значення середньозважених виходів (γ , p)- та (γ , n)-реакцій на ядрах $^{130,132,134,135,136,137}\text{Ba}$

Реакція	Q, MeV	$\langle Y \rangle$, мбн		
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$	$\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$
$^{130}\text{Ba}(\gamma, n)^{129}\text{Ba}$	10,3	114 ± 12	116 ± 8	103 ± 10 [7 - 9]
$^{132}\text{Ba}(\gamma, n)^{131}\text{Ba}^{m+g}$	9,8	$113,0 \pm 12$	132 ± 9	110 ± 11 [7 - 9]
$^{134}\text{Ba}(\gamma, n)^{133}\text{Ba}^m$	9,8	21 ± 2	$5,9 \pm 0,4$	$19,5 \pm 2$ [7]
$^{134}\text{Ba}(\gamma, n)^{133}\text{Ba}^{m+g}$	9,5	121 ± 12	123,9	$167,5 \pm 17$ [7 - 9]
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135}\text{Ba}^m$	9,4	17 ± 2	$13,4 \pm 0,9$	$14,3 \pm 1,5$ [7]
$^{135}\text{Ba}(\gamma, p)^{134}\text{Cs}^{m+g}$	8,2	$0,071 \pm 0,007$	$0,048 \pm 0,0034$	
$^{137}\text{Ba}(\gamma, p)^{136}\text{Cs}$	8,7	$0,028 \pm 0,003$	$0,012 \pm 0,008$	

Як видно з таблиці, середньозважені виходи більшості (γ , n)-реакцій у межах точності експерименту збігаються як з теоретичними даними, так і з результатами робіт інших авторів. Це свідчить про статистичний характер перебігу даних реакцій. У той же час (γ , p)-реакції виміряні нами вперше. Ці виходи приблизно у 2 рази вищі, ніж теоретичні, що може свідчити про значний внесок прямих та напівпрямих механізмів.

1. Yu.P. Gangrsky, V.M. Mazur. Phys. El. Part. At. Nucl. 33(3) (2002) 158.
2. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (2000).
3. S. Agstinelli et al. GEANT4-a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250.
4. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M (1997) 989.
5. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. Jour. A 57 (2021) 121.
6. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. In: Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (2005) 1154.
7. A.G.Belov et al. Phys. Atom. Nucl. 59 (1996) 357.
8. V.M.Mazur, Z.M.Bigan. Ukr. J. Phys. 46 (2001) 529.
9. Tran Duc Thiep et al. Jour. Rad. Nucl. Chem. 292 (2012) 89.

МОДЕЛЮВАННЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО АКТИВНОГО ЗАХИСТУ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ BINGO

М. М. Зарицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вивчення безнейтринного подвійного бета-розпаду ($0\nu2\beta$) відіграє важливу роль у сучасній фізиці елементарних частинок. Цей процес є особливо цікавим, оскільки він є забороненим в рамках Стандартної Моделі елементарних частинок і взаємодій. Виявлення $0\nu2\beta$ -розпаду дасть можливість дізнатися більше про природу нейтрино (чи вони є частинками Майорани чи Дірака), їхню масу, схему масових станів (нормальна чи обернена), перевірити закон збереження лептонного числа. На даний момент найбільш чутливі експерименти можуть лише встановити обмеження на період напіврозпаду ядер відносно цього процесу на рівні $T_{1/2} \sim 10^{24} - 10^{26}$ років [1].

Для проведення експериментів з пошуку $0\nu2\beta$ -розпаду потрібно мати низький рівень фону в області шуканого ефекту. Один з найбільших болометричних експериментів, CUORE [2], який проводиться в Італії з 2017 р., використовує болометричні кристали TeO_2 , але має високий радіоактивний фон в області шуканого ефекту на рівні 10^{-2} відліків/(рік·кеВ·кг). Проект CUPID (CUORE Upgrade with Particle ID) [3], який є розширенням експерименту CUORE, спрямований на підвищення чутливості експерименту, щоб вивчати область обернених масових станів нейтрино. Експеримент CUPID-Mo [4] показав високу ефективність використання болометрів з кристалами Li_2MoO_4 , а також встановив нові обмеження на період напіврозпаду ^{100}Mo відносно $0\nu2\beta$ -розпаду: $T_{1/2} > 1.8 \cdot 10^{24}$ років [5]. Крім того, в експерименті продемонстровано можливість зниження радіоактивного фону до рівня $\sim 10^{-3}$ відліків/(рік·кеВ·кг).

Для підготовки експериментів наступного покоління, здатних розпочати дослідження нормальної схеми масових станів нейтрино ($\langle m_\nu \rangle < 0,02$ еВ), розробляється експеримент BINGO. У цьому експерименті передбачено впровадження численних покращень, включаючи мінімізацію кількості матеріалів а також, еперше в болометричних експериментах, використання криогенного активного захисту із сцинтиляторів. Мета експерименту BINGO [6] полягає в значному зменшенні кількості фонових подій в області шуканого ефекту до рівня приблизно $\sim 10^{-5}$ відліків/(рік·кеВ·кг). У доповіді будуть представлені результати моделювання методом Монте-Карло установки BINGO з різними матеріалами для активного захисту при різних конфігураціях детекторів установки.

1. M.J. Dolinski, A.W.P. Poon, W. Rodejohann, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 69 (2019) 219.
2. D.Q. Adams et al. (CUORE collaboration). Nature 604 (2022) 53.
3. G. Wang et al. arXiv:1504.03599v1 [physics.ins-det] (2015).
4. E. Armengaud et al. Eur. Phys. J. C 80(1) (2020) 44.
5. C. Augier et al. Eur. Phys. J. C 82 (2022) 1033.
6. A. Armatol et al. arXiv:2204.14161v1 [physics.ins-det] (2022).

ДОСЛІДЖЕННЯ ГАММА-ПЕРЕХОДІВ У β -РОЗПАДІ ^{234}Pa

**Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, С. С. Драпей, В. І. Киришук,
В. В. Кобичев, Б. М. Кропив'янський, В. І. Третяк**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Метою даної роботи є прецизійне вимірювання енергій та відносних інтенсивностей гамма-переходів у бета-розпадах основного та ізомерного стану ^{234}Pa , дочірнього ^{238}U , зокрема, перевірка повідомлення про експериментальне спостереження шести нових гамма-переходів при розпаді нукліду ^{234m}Pa з енергіями понад 2 МеВ та відносними інтенсивностями випромінювання гамма-квантів ($2 \cdot 10^{-5} - 1,8 \cdot 10^{-4}$) % [1]. Один із цих переходів з енергією 2041,2 кеВ представляє особливий інтерес для низькофонових експериментів з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ^{76}Ge , енергія очікуваного піку якого становить 2039,06(1) кеВ [2].

Для вимірювань використовувалися два стандартизовані зразки U_3O_8 , виготовлені у 1977 р. та сертифіковані у 1985 р. у США, з різним ізотопним вмістом ^{238}U : 99,6627(2) % та 99,2738(2) % (маса кожного зразка 200 г). Зразки знаходяться у герметичних контейнерах циліндричної форми з внутрішнім діаметром 70 мм та товщиною алюмінієвого вікна 2 мм. Вимірювання з кожним зразком проводилися за допомогою циліндричного напівпровідникового германієвого детектора, чутливого до низькоенергетичних гамма-випромінювань (ВЕGe) об'ємом 70 см³. Виміряно також фон детектора без зразка.

Експериментально підтверджено спостереження п'яти гамма-переходів з енергіями 2022,2, 2041,2, 2065,8, 2093,2 та 2136,7 кеВ. Установлено, що джерелом піків є розпад нукліду, що знаходиться у рівновазі з ^{238}U , найімовірніше ^{234m}Pa . Енергії та інтенсивності випромінювання для вказаних переходів узгоджуються з даними роботи [1]. Пік 2102,1 кеВ не спостережений у даній роботі через перекриття з інтенсивним піком 2103,5 кеВ, що є результатом одиночного вильоту анігіляційних гамма-квантів при ресстрації гамма-квантів 2614,5 кеВ (^{208}Tl).

Виміряно енергії та інтенсивності ряду гамма-переходів з розпадів ^{234}Pa та ^{234m}Pa з точністю, що добре узгоджується або перевищує попередні експериментальні значення та результати компіляцій.

Порівнянням результатів вимірювання інтенсивності гамма-переходів при бета-розпаді основного стану ^{234}Pa з результатами попереднього вимірювання [3] майже на порядок величини уточнено ймовірність ізомерного переходу у ^{234}Pa .

1. В.Б. Бруданин и др. Гамма-лучи с энергией больше 2000 кэВ в цепочке распадов ^{238}U . Письма в ЭЧАЯ 1 (2004) 84.
2. M. Wang et al. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. Chinese Phys. C 45 (2021) 030003.
3. C. Ardisson et al. ^{234}U excited states fed in the β decay of ^{234}Pa . Phys. Rev. C 33 (1986) 2132.

ПОШУК РІДКІСНИХ ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ У ПРИРОДНИХ НУКЛІДАХ УРАНУ

**Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, С. С. Драпей, В. І. Киришук,
В. В. Кобичев, Б. М. Кропив'янський, В. І. Третяк**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Радіоактивні ряди ^{235}U та ^{238}U , зокрема схеми α -розпаду материнських нуклідів урану, досить добре досліджені, оскільки уран використовується у ядерних реакторах та у військовій промисловості. Разом з тим, є можливості для подальшого уточнення схем розпаду цих ядер. Наприклад, для ^{238}U зареєстровано α -розпад лише на основний та два збуджені рівні ^{234}Th [1], у той час як для ^{235}U відомо про розпади на більш ніж 20 рівнів дочірнього ядра [2]. Також було зареєстровано 2β -розпад ядра ^{238}U , але лише у радіохімічному експерименті [3]. Крім цього, у ядрах ^{235}U та ^{238}U можливі різні канали холодного поділу та кластерного розпаду.

Досліджувати рідкісні розпади можна за допомогою гамма-спектрометрії у випадках розпадів на збуджені рівні дочірніх ядер або у випадках, коли дочірні є радіоактивно нестабільними та випромінюють гамма-кванти під час розпаду. Деякі теоретичні роботи (наприклад, [4]) передбачають відносно низькі парціальні періоди напіврозпаду нуклідів урану відносно деяких каналів холодного поділу, що мотивує експериментальний пошук таких процесів.

Вимірювання проводилися за допомогою напівпровідникового германієвого детектора, чутливого до низькоенергетичних гамма-випромінювань (BEGe), об'ємом 70 см^3 та сертифікованих зразків оксиду урану U_3O_8 , збагачених різними ізотопами урану: 99,6627(2) % ^{238}U (зразок U-031) та 93,2330(27) % ^{235}U (зразок U-0015), з масами 200 та 230 г відповідно. Спектри зразків вимірювалися впродовж 46 діб, фон детектора був отриманий впродовж 8 діб вимірювань.

Встановлено експериментальні обмеження на парціальні періоди напіврозпаду ^{235}U та ^{238}U відносно деяких каналів кластерного розпаду та більшості передбачених каналів холодного поділу. Зокрема, для кількох каналів холодного поділу отримано обмеження, що суттєво перевищують передбачувані парціальні періоди напіврозпаду [4], що свідчить про необхідність перегляду даного теоретичного підходу до опису процесу спонтанного холодного поділу ядер.

Триває подальша обробка даних з метою отримання обмежень на інші моди і канали рідкісних ядерних розпадів нуклідів урану, зокрема на α - та 2β -розпади на збуджені рівні дочірніх ядер.

1. E. Browne, J. K. Tuli. Nuclear Data Sheets for $A = 234$. Nucl. Data Sheets 108 (2007) 681.
2. B. Singh, J.K. Tuli, E. Browne. Nuclear Structure and Decay Data for $A = 231$ Isobars. Nucl. Data Sheets 185 (2022) 560.
3. A. Turkevich, T.E. Economou, G.A. Cowan. Double-beta decay of ^{238}U . Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3211.
4. S.B. Duarte et al. Half-lives for proton emission, alpha decay, cluster radioactivity, and cold fission processes calculated in a unified theoretical framework. At. Data Nucl. Data Tables 80 (2002) 235.

ДЕТАЛЬНИЙ АНАЛІЗ НУКЛІДНОГО СКЛАДУ СТАНДАРТІВ ЗБАГАЧЕННЯ УРАНУ

**В. І. Киришук, С. С. Драпей, Б. В. Кайдик, Ф. А. Даневич, Д. В. Касперович,
В. В. Кобичев, Б. М. Кропив'янський, В. І. Третяк**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Розпад основних ізотопів урану, які мають природне походження (а саме ^{235}U та ^{238}U), вивчено досить ретельно і цьому присвячено багато публікацій. І це не дивно не тільки тому, що ^{235}U використовується як в ядерній зброї, так і в ядерному паливі для енергетичних та дослідницьких реакторів різного типу. Справа в тому, що ці нукліди дають змогу експериментально вивчати такі дуже рідкісні явища, як наприклад 2β -розпад ^{238}U на ^{238}Pu [1] та кластерний розпад ^{235}U [2]. Теоретично кластерний розпад ^{238}U також досліджувався [3, 4]. Робилися спроби як мінімум теоретично, а по можливості й експериментально, дослідити такі рідкісні процеси як справжній потрійний поділ ^{235}U , ^{238}U (тобто поділ на три частини приблизно рівної маси) і $\alpha\beta$, $\alpha 2\beta$ та 2α розпади ^{235}U , ^{238}U . На жаль, схеми розпаду ізотопів урану ^{235}U та ^{238}U дуже складні, оскільки являють собою довгі ланцюги розпадів цілої низки нуклідів, а γ -спектри деяких з них є дуже насиченими піками різних енергій. Тому експериментальне вивчення згаданих вище рідкісних явищ потребує як спеціальної підготовки зразка (наприклад, хімічного очищення), так і використання унікальних методик вимірювання.

Ще одним рідкісним явищем, яке можна експериментально вивчати при спонтанному розпаді ^{235}U та ^{238}U , є холодний поділ ^{235}U , ^{238}U . Холодний поділ означає, що уламки поділу (розщеплення) недостатньо гарячі (тобто збуджені) для випромінювання нейтронів, тому їхня розрядка супроводжується випромінюванням лише γ -променів. У деяких випадках такі γ -промені мають досить високі енергії і це дає можливість їх експериментально зареєструвати навіть без додаткової підготовки зразка, просто гарно вимірявши γ -спектри. При енергіях вище енергії піка γ 2614 кеВ ^{228}Th фонові умови майже ідеальні для пошуку таких високоенергетичних γ -піків.

Для оцінки чутливості таких експериментів нами були проведені тестові вимірювання γ -спектрів стандартів U зі збагаченням 0,31 та 93 % по ^{235}U за допомогою наявного у нас HPGe детектора BE2825 досить невеликого об'єму $28\text{ см}^2 \times 2,5\text{ см} = 70\text{ см}^3$. Звичайно ж для пошуку високоенергетичних γ -піків потрібен детектор зі значно більшим об'ємом (ефективністю) і ми плануємо це зробити трохи згодом. Тим не менш, нам вдалося підтвердити існування шести піків з енергіями вище 2000 кеВ, які було виявлені нещодавно [5]. Точність наших вимірювань виявилася суттєво вищою, ніж у згаданій опублікованій роботі, незважаючи на значно меншу ефективність нашого детектора [6]. Крім того, встановлено, що джерелом чотирьох із шести згаданих піків є розпад нукліду, що знаходиться у рівновазі з ^{238}U , найімовірніше $^{234\text{m}}\text{Pa}$.

Паралельно з'ясувалося, що для абсолютно коректного трактування результатів проведених нами вимірювань, а тим паче наступних більш ефективних експериментів, необхідно точно знати повний нуклідний склад наших стандартів збагачення U, а не тільки ізотопний склад U, який вказано з великою точністю в сертифікатах зразків. І найпростіший (та й наочний) спосіб це зробити – порівняти спектри наших зразків зі спектром зразка U, який не піддавався хімічному очищенню. Для цього нами було ретельно виміряно γ -спектр зразка концентрату U (тобто очищеної руди), який виявився у нашому розпорядженні також.

Оскільки хімічне очищення наших стандартів збагачення U було проведено недавно (0,31 % - у 1977 р., а 93 % - у 1990 р.), то зважаючи на дуже великі $T_{1/2}$ деяких нуклідів у ланцюгах розпаду ^{235}U та ^{238}U , можна очікувати суттєве «скорочення» цих ланцюгів. Якщо подивитись на ланцюг розпаду ^{235}U , то після видалення ^{231}Pa ($T_{1/2} = 32760$ років) він повинен обмежитися лишень ланцюгом:



У випадку ^{238}U ситуація трохи гірша, оскільки частина ланцюгу розпаду:



лишається незмінною через малі $T_{1/2}$ відповідних нуклідів (^{234}Th , ^{234}Pa та $^{234\text{m}}\text{Pa}$). Але на цьому ланцюг розпаду ^{238}U повинен і обмежитися, оскільки $^{234}\text{U} \Rightarrow ^{230}\text{Th}$ ($T_{1/2} = 7,4 \cdot 10^4$ років) і цей ізотоп Th разом з усіма подальшими нуклідами ланцюга розпаду повинен бути видаленим під час хімічного очищення. Разом з ^{230}Th повинен бути видаленим і ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1600$ років), тому в γ -спектрах наших стандартів U не повинно бути ні ^{214}Bi , ні ^{214}Pb , які присутні в ланцюгу розпаду ^{238}U . А саме піки ^{214}Bi та ^{214}Pb є най-

сильнішими (тобто найінтенсивнішими) в γ -спектрі стандарту U – взагалі піки ^{214}Bi складають більше половини усіх зареєстрованих піків у γ -спектрі концентрату U. Це чітко видно, якщо порівняти виміряні нами спектри стандартного зразка U-071 (природній уран) та концентрату U руди (рис. 1).

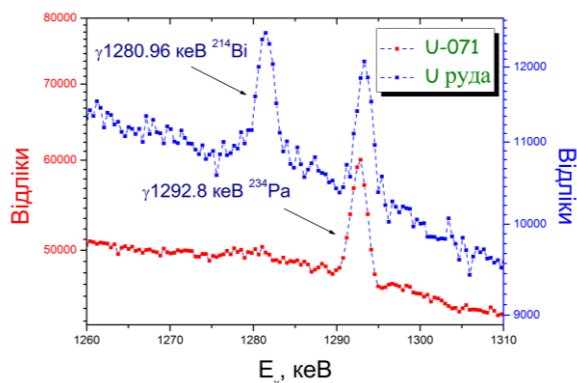


Рис. 1. Фрагмент виміряних нами γ -спектрів стандартного зразка U-071 та концентрату U руди, з якого видно, що в спектрах наших стандартів U не має бути ^{214}Bi (а також і ^{214}Pb).

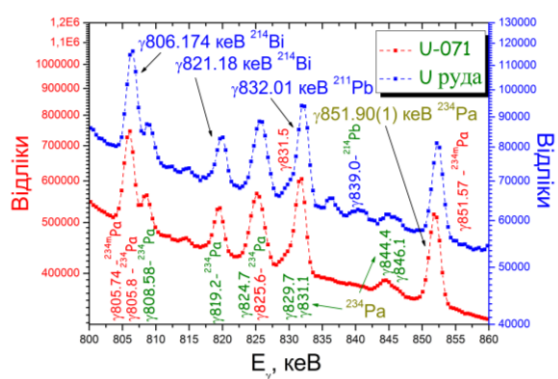


Рис. 2. Ділянка виміряних нами γ -спектрів стандартного зразка U-071 та концентрату U руди в діапазоні енергій від 800 до 860 кеВ. Синім кольором позначено піки, виявлені в спектрі U руди [7], червоним – в спектрі ^{238}U [7], а темно зеленим – дані, отримані нами додатково.

І нарешті, з наших стандартів U повинні бути видаленими ^{232}Th ($T_{1/2} = 1,9 \cdot 10^{10}$ років), який існує в природі і створює основу природного фону, звичайно ж разом з усіма нуклідами відповідного ланцюга розпаду, включаючи його дочірній продукт ^{228}Th ($T_{1/2} = 1,9131$ років):



Таким чином, у γ -спектрах стандартів U не повинно бути (вірніше вони можуть бути, але лише з природного фону – тобто повинні бути значно слабшими) піків ні ^{228}Ra , ^{228}Ac та ^{228}Th , ні ^{212}Pb , ^{212}Bi та ^{212}Po .

Проведені нами вимірювання виявили багато цікавих моментів, які потребують подальшого ретельного вивчення. При аналізі повної розшифровки спектрів U руди та ^{238}U [7], виявлено досить багато невідповідностей також (рис. 2).

Усі переваги стандартів U нам вдалося вивчити і (сподіваємося) достатньо наочно продемонструвати. Але вони мають і недоліки. Найголовнішим є те, що стандарти U не придатні для вимірювання збігів, які можуть виявитися ефективними при дослідженні рідкісних явищ, наприклад, холодного поділу ^{235}U , ^{238}U . Тому для виготовлення підходящого зразка нам може знадобитися й концентрат руди U.

1. A.L. Turkevich et al. Double-beta decay of ^{238}U . Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3211.
2. X.J. Bao et al. Half-lives of cluster radioactivity with a generalized liquid-drop model. J. Phys. G 39 (2012) 095103.
3. W.M. Seif et al. Systematic investigation of cluster radioactivity for uranium isotopes. Nucl. Phys. A 969 (2018) 254.
4. O.A.P. Tavares et al. A simple description of cluster radioactivity. Phys. Scripta 86 (2012) 015201.
5. В.Б. Бруданин и др. Гамма-лучи с энергией больше 2000 кэВ в цепочке распадов ^{238}U . Письма в ЭЧАЯ 1(5) (122) (2004) 84.
6. Д.В. Касперович та ін. Investigation of new gamma transitions in nuclides of ^{238}U chain. У кн.: XXI Конференція з фізики високих енергій та ядерної фізики, Харків, 21 - 24 березня 2023 р. (Харків, ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», 2023).
7. Gamma-Ray Spectrum Catalogue: Ge and Si Detector Spectra. 4th ed. Idaho National Engineering & Environmental Laboratory, γ -Ray Spectrometry Center (1998) 867.

**ЕКСПЕРИМЕНТ З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА ^{106}Cd
ЗА ДОПОМОГОЮ СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО КРИСТАЛА $^{106}\text{CdWO}_4$,
ЗБАГАЧЕНОГО ІЗОТОПОМ ^{106}Cd**

**В. Р. Клавдієнко¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Ф. А. Даневич^{1,2}, А. Інчікітті^{4,5},
Ф. Капелла^{4,5}, В. Карачіоло⁶, Д. В. Касперович¹, В. В. Кобичев¹,
А. Леончіні⁵, В. Мерло^{2,3}, О. Г. Поліщук^{1,4}, В. І. Третьяк^{1,6}, Р. Черуллі^{2,3}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

³ Фізичний факультет, Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁵ Фізичний факультет, Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁶ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Подвійний бета-розпад (2β) є найрідкіснішим ядерним процесом, дозволеним у рамках Стандартної моделі елементарних частинок. Двонейтринна мода 2β -розпаду з вильотом електронів спостережена в 11 нуклідах з періодами напіврозпаду 10^{18} - 10^{24} років [1]. Безнейтринна мода, яка досі не спостережена, може дати відповідь на питання природи нейтрино, його маси, пролити світло на проблему баріонної асиметрії Всесвіту [2]. Подвійні бета-плюс-процеси, а саме: подвійний позитронний розпад ($2\beta^+$) та електронне поглинання з випромінюванням позитрона ($\epsilon\beta^+$), усе ще не спостережені і є лише вказівки на подвійне електронне поглинання з вильотом нейтрино ($2\nu 2\epsilon$) у ядрах ^{78}Kr , ^{124}Xe і ^{130}Ba [3].

Нуклід ^{106}Cd є перспективним кандидатом для пошуку $2\epsilon^-$, $\epsilon\beta^-$ та $2\beta^+$ -розпадів. У 2010 р. для даного дослідження був виготовлений сцинтиляційний кристал вольфрамату кадмію циліндричної форми (приблизні розміри $\text{Ø}27 \text{ мм} \times 50 \text{ мм}$) масою 215,4 г збагачений ^{106}Cd до 66 % ($^{106}\text{CdWO}_4$) [4]. Експерименти з цим сцинтилятором проводяться у підземній Національній лабораторії Гран-Сассо (Італія) [5, 6]. На нинішньому етапі експерименту сцинтиляційний кристал $^{106}\text{CdWO}_4$ знаходиться між двома сцинтиляторами CdWO_4 великого об'єму спеціальної форми, яка забезпечує високу ефективність реєстрації гамма-квантів, що випромінюються у процесах подвійного бета-розпаду у кристалі $^{106}\text{CdWO}_4$. У роботі описано експериментальну установку, систему збору даних, наведено результати аналізу стабільності детекторів, виконано порівняння калібрувальних даних з моделями, розрахованими методом Монте-Карло, представлено аналіз форми сцинтиляційних сигналів, часово-амплітудний аналіз дочірніх ^{228}Th , побудовано модель фону та визначено забрудненості елементів експериментальної установки. Також представлено попередні результати пошуку 2β -процесів у ядрі ^{106}Cd за більш ніж 1000 діб набору даних. Набір та аналіз даних триває.

Роботу частково реалізовано за підтримки НФД України, грант № 2020.02/0011.

1. A. Barabash, Double Beta Decay Experiments: Recent Achievements and Future Prospects. Universe 9 (2023) 290.
2. M. Agostini et al. Toward the discovery of matter creation with neutrinoless $\beta\beta$ decay. Rev. Mod. Phys. 92 (2023) 025002.
3. K. Blaum et al. Neutrinoless double-electron capture. Rev. Mod. Phys. 92 (2020) 045007.
4. P. Belli et al. Development of enriched $^{106}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators to search for double β decay processes in ^{106}Cd . Nucl. Instrum. Meth. A 615 (2010) 301.
5. 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.
6. 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.
7. P. Belli et al. Search for double beta decay of ^{106}Cd with an enriched $^{106}\text{CdWO}_4$ crystal scintillator in coincidence with CdWO_4 scintillation counters. Universe 6 (2020) 182.

ПОШУК СОНЯЧНИХ АКсіОНІВ ВІД ${}^7\text{Li}$ В ЕКСПЕРИМЕНТІ АМоРЕ

В. В. Кобичев, Ф. А. Даневич, О. Г. Поліщук, Н. В. Сокур, В. І. Третяк
(від імені колаборації АМоРЕ)

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Аксіони – гіпотетичні псевдоскалярні нейтральні частинки, які виникають при спонтанному порушенні глобальної симетрії, запропонованої в 1977 р. Печеї і Квін для вирішення проблеми збереження CP -симетрії у квантовій хромодинаміці. Аксіони розглядаються як одні з найбільш імовірних кандидатів на роль темної матерії. Якщо аксіони існують, Сонце може бути їхнім інтенсивним джерелом. Зокрема, вони можуть випромінюватися у $M1$ -переходах між ядерними станами. Таким є перехід у ядрі ${}^7\text{Li}$ зі збудженого рівня з енергією 477,6 кеВ на основний рівень. Ядра ${}^7\text{Li}$ у цьому збудженому стані виникають у pp -циклі в реакціях ${}^3\text{He} + \alpha \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$, ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \nu_e$ з імовірністю 10,5 %. Аксіони, що виникають у процесі зняття збудження ядер ${}^7\text{Li}$ в Сонці, можуть резонансно поглинатись ядрами ${}^7\text{Li}$ на Землі, які, в свою чергу, випромінюють гамма-кванти з енергією 477,6 кеВ. Ці гамма-кванти від літєвої мішені, зареєстровані відповідним детектором, є експериментальною ознакою сонячних «літєвих» аксіонів. Пошуки зазначеного процесу виконувалися в кількох експериментах, найбільш чутливим з яких є експеримент з германієвим детектором та монокристалічною мішенню LiF , що був виконаний у Національній лабораторії Гран-Сассо (Італія) в 2011 р. [1]; у ньому отримано верхнє обмеження на масу аксіону 8,6 кеВ (90 % С.Л.). Інший тип експериментів з пошуку резонансного захоплення моноенергетичних сонячних аксіонів, оснований на тепловому збудженні ядер ${}^{57}\text{Fe}$ (лінія 14,4 кеВ), є чутливим тільки до аксіонів з масою менше ~ 2 кеВ. Важливо відзначити, що діапазон мас від 2 до 8,6 кеВ ще не досліджено.

АМоРЕ (Advanced Mo-based Rare process Experiment) – експеримент з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ${}^{100}\text{Mo}$ з використанням низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів із кристалами молібдатів [2, 3]. Такий детектор зчитує одночасно тепловий і світловий сигнали, що покращує ідентифікацію частинок. Нещодавно в підземній лабораторії Янгянґ (Корея) було завершено другий етап експерименту АМоРЕ-I із кристалами молібдатів кальцію та літію ($\text{Li}_2{}^{100}\text{MoO}_4$) масою ~ 6 кг. Наявність літію в кристалах ($1,13 \cdot 10^{26}$ ядер ${}^7\text{Li}$) робить детектор чутливим до «літєвих» сонячних аксіонів та створює можливість їх пошуку. Ефективність реєстрації гамма-квантів з енергією 477,6 кеВ (14,2 %) є найвищою з усіх експериментів з пошуку «літєвих» аксіонів. З експозицією $3,258 \cdot 10^{27}$ діб·ядер ${}^7\text{Li}$, накопиченою в ході експерименту АМоРЕ-I, отримано верхнє обмеження на масу аксіону 5,5 кеВ (90 % С.Л.), яке звужує недосліджений діапазон мас [4]. Очікується, що остання версія експерименту, АМоРЕ-II, яка планується до запуску в підземній лабораторії Ємі (Корея) в 2023 р., досягне чутливості 2 кеВ та остаточно закrije недосліджене «вікно» мас аксіонів.

Робота частково виконана за підтримки НФД України, грант № 2020.02/0011.

1. P. Belli et al. Search for ${}^7\text{Li}$ solar axions using resonant absorption in LiF crystal: Final results. Phys. Lett. B 711 (2012) 41.
2. V. Alenkov et al. First results from the АМоРЕ-pilot neutrinoless double beta decay experiment. Eur. Phys. J. C 79 (2019) 791.
3. V. Alenkov et al. Technical Design Report for the АМоРЕ $0\nu\beta\beta$ Decay Search Experiment. arXiv:1512.05957 [physics.ins-det].
4. J. Seo, A search for ${}^7\text{Li}$ axions with Li_2MoO_4 detectors in the АМоРЕ experiment. Talk on TAUP-2023, 28.08-01.09.2023.

МОДИФІКАЦІЯ ПРОГРАМНИХ ПАКЕТІВ ОБРОБКИ ДАНИХ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb ДЛЯ РЕЖИМУ ФІКСОВАНОЇ МІШЕНІ (ПРОЕКТ EIRENE)

С. М. Колісв, О. А. Кот, Є. О. Петренко, С. Б. Чернишенко, О. О. Кшиванський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження колективних ефектів у високоенергетичних адронних взаємодіях в експерименті LHCb. Багаточастинкове виробництво частинок в адронних взаємодіях високої енергії, особливо в середовищах з великою кількістю ступенів свободи, через непертурбативну природу таких процесів все ще відносно погано вивчене і в той же час дуже актуальне не тільки у фізиці елементарних частинок, але також для фізики космічних променів, наприклад, щодо кількісного розуміння великих повітряних злив. Використовуючи набори даних, зібрані під час LHC Run 2 експериментом LHCb, виконується дослідження спектрів поперечного імпульсу заряджених частинок як функції псевдошвидкості та множинності заряджених частинок у події. Наявні дані охоплюють широкий спектр комбінацій «промінь - мішень». Існують дані для зіткнень протонів при центрах мас 7, 8 і 13 TeV, зіткнень протонів і свинців при енергіях центра мас нуклонів 5 і 8 TeV і взаємодій фіксованої мішені протона з ядрами He, Ne і Ag при енергіях нуклон-нуклонного центра мас близько 100 GeV.

Великий діапазон енергії та різні конфігурації дають змогу справді всебічно досліджувати виробництво багатьох частинок, що ніколи раніше не було можливим у рамках одного експерименту, і це дасть важливий внесок у покращене теоретичне розуміння таких процесів.

ВАЛІДАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК КРЕМНІЄВОЇ ТРЕКЕРНОЇ СИСТЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТУ CBM

О. О. Кшиванський¹, М. А. Теклішин²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Центр дослідження важких іонів імені Гельмгольца, Дармштадт, Німеччина

Експеримент CBM (Compressed Baryonic Matter) у FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) [1] розрахований для досліджень при високих частотах взаємодії іонів пучка з ядрами мішені (до 10 МГц) і здатний реєструвати рідкісні процеси генерації адронів з високою точністю [2]. Експеримент CBM буде використовувати пучки різноманітних важких та легких іонів, зокрема пучки іонів золота з енергією 2 - 11 GeV на нуклон. Всебічне вивчення фазової діаграми квантової хромодинаміки (КХД) при високих баріонних густинах є основою фізичної програми експерименту CBM.

Кремнієва трекерна система – Silicon Tracking System (STS) головний трекерний детектор експерименту CBM. Його основним завданням є реконструкція треків заряджених частинок (з ефективністю понад 95 % для заряджених частинок з імпульсом $p \geq 1$ GeV/c) та визначення їхніх імпульсів з високою точністю (похибка значення імпульсу 1,5 % при $p \geq 1$ GeV/c). Такі технічні вимоги необхідні для успішної реконструкції досліджуваних фізичних подій за продуктами взаємодій.

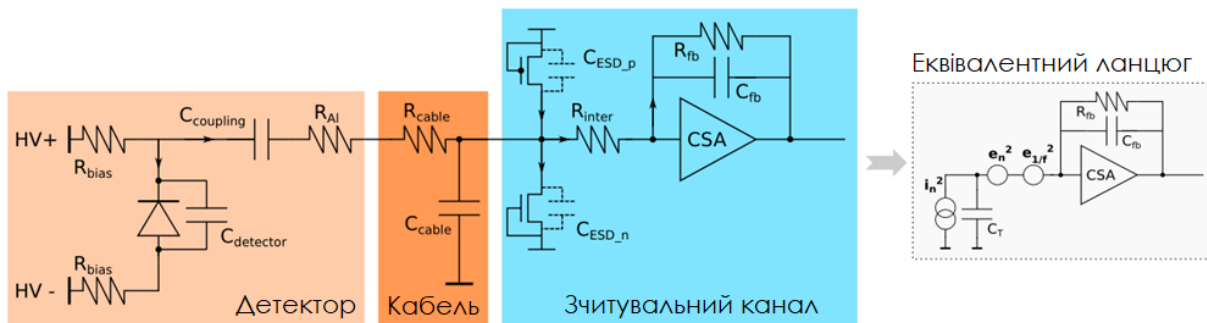


Рис. 1. Детекторний модуль STS. Джерела шуму в системі зчитування. Спрощена модель.

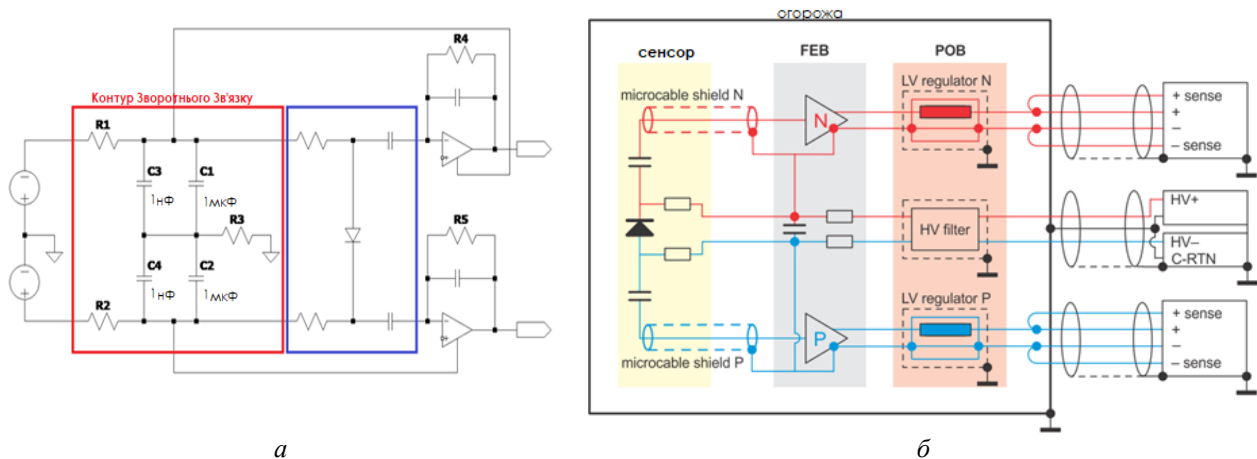


Рис. 2. а – Еквівалентна електрична схема для пари протилежних каналів двостороннього сенсора (синій прямокутник), включаючи лінії передачі сигналу, еквівалентну схему зарядочутливого підсилювача STS-XYTER, та контур зворотнього зв'язку (червоний прямокутник). б – Схема живлення детектора mSTS.

Щоб відповідати цим вимогам, STS має забезпечити високу ефективність реконструкції точок взаємодії (близьку до 100 %) і високу просторову роздільну здатність ($\lesssim 20$ мкм), що призводить до необхідності побудови детектора з великою просторовою концентрацією каналів із зчитувальною електронікою на основі інтегральних мікросхем, та магнітним полем понад 1 Т. Для вимірювання імпульсу зарядженої частинки необхідна наявність сильного магнітного поля, оскільки кривизна траєкторії частинки обернено пропорційна імпульсу. Необхідність високої роздільної здатності за імпульсом вимагає малої кількості матеріалу в чутливому об'ємі детектора для уникнення багатократного кулонівського розсіяння частинок. Щоб відповідати вимогам експерименту, STS має працювати при високій густині заряджених частинок в об'ємі детектора (до 700 заряджених частинок на одне центральне Au + Au зіткнення).

Детекторний модуль STS – головна функціональна складова STS (рис. 1). Основні елементи модуля: кремнієвий двосторонній сенсор (1024 стріпи на кожній стороні), зчитувальна «front-end» мікроелектроніка, яка вміщує вісім ASIC (application specific integrated circuit) (рис. 2), що підключені до стріпів кремнієвого сенсора через надтонкі алюмінієво-поліамідні мікрокабелі. Ефективність роботи цих модулів визначає загальну ефективність STS, а отже – усього експерименту.

Метою даної роботи є дослідження прототипів детекторних модулів STS експерименту CBM, зокрема ширини базової лінії, за різних умов, включаючи різні схеми ліній низької та високої напруги та топології контуру зворотного зв'язку.

1. H.H. Gutbrod et al. FAIR Baseline Technical Report (2006).
2. B. Friman et al. *The CBM Physics Book. Compressed Baryonic Matter in Laboratory Experiments* (Springer, 2011) 980 p.

УДОСКОНАЛЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНОГО НЕЙТРОННОГО ФІЛЬТРА ІЗ СЕРЕДНЬОЮ ЕНЕРГІЄЮ 45 кеВ

В. А. Лібман, О. О. Грицай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

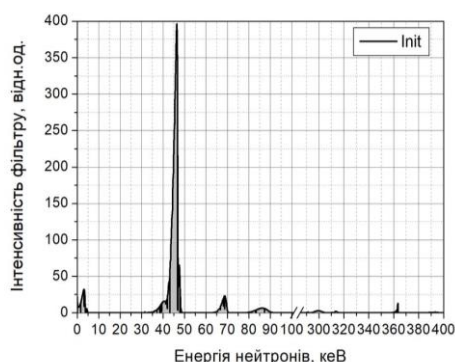
Фільтровані пучки нейтронів (ФПН) уже багато років є одним з головних інструментів експериментальних досліджень взаємодії нейтронів з ядрами на київському дослідницькому реакторі ВВР-М. На сьогодні в лабораторії нейтронної фізики відділу дослідницького ядерного реактора ІЯД НАН України існує ціла лінійка ФПН із середніми енергіями 1,65; 1,8; 1,9; 3,4; 5,6; 7,4; 13; 24,3; 54; 59; 79; 133; 149 та 274 кеВ.

У середині 90-х років минулого сторіччя у відділі (тоді відділ нейтронної фізики) був створений ФПН із середньою енергією ~ 45 кеВ. Але можливості для розробки та удосконалення фільтрів у той час були обмежені: обмеженим був доступ до бібліотек оцінених ядерних даних (БОЯД), не було програм для розрахунку фільтрів з використанням цих даних і все чим міг користуватись розробник, це графічний атлас нейтронних перерізів [1] та інтуїція дослідника-експериментатора. Перевірка розроблених варіантів ФПН проводилася тоді за допомогою нейтронного спектрометра на базі пропорційного водневого нейтронного лічильника СНМ-38. На цьому спектрометрі можна було побачити сформовані нейтронні лінії починаючи з ~ 10 кеВ. Більш «м'які» нейтронні лінії можна було побачити за допомогою пропорційного гелієвого лічильника СНМ-37, але, враховуючи роздільну здатність цих лічильників (~ 7 %) та наявність фону теплових нейтронів у реакторному залі, вся низькоенергетична частина спектра на виході ФПН була досліджена достатньо приблизно. Зараз, спираючись на останні версії БОЯД та розроблену програму розрахунків ФПН, ми отримали можливість перевірити розроблені раніше фільтри. Дана робота присвячена такій перевірці ФПН з середньою енергією ~ 45 кеВ (далі ФПН-45) та його удосконаленню шляхом додавання до його складу необхідних для цього компонентів. Слід зауважити, що при виборі додаткових компонентів ми керувалися в першу чергу наявністю та/чи доступністю цих компонентів, оскільки остаточною метою удосконалення фільтра є його використання в майбутніх експериментах на реакторі, а не просто уможливлення цікавості такого удосконалення.

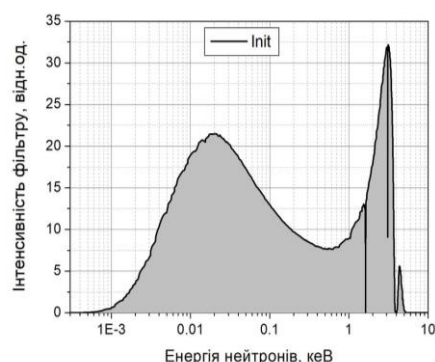
Перевірка та удосконалення фільтра була виконана через розрахунки ФПН-45, які проводилися програмою Filter-8 [2] за даними останньої версії БОЯД ENDF/B-VIII.0 [3]. Повні нейтронні перерізи всіх компонентів фільтрів за даними БОЯД розраховувалися за допомогою програмного комплексу PREPRO-2015 [4]. Розрахунки було розпочато з варіанта фільтра, розробленого у 90-х роках минулого сторіччя. Склад цього початкового варіанта наведено у табл. 1, а результат розрахунку та внесок окремих нейтронних ліній у спектр на виході фільтра – на рис. 1, а та в табл. 2 відповідно.

Таблиця 1. Склад початкового варіанту ФПН-45 (0)

Компонент	¹⁰ B	¹¹ B	⁵⁴ Fe	⁵² Cr	⁵⁷ Fe	S	Al
Кількість, г/см ²	0,2040	0,0359	146,18	142,21	5,41	57,0	0,81



a



б

Рис. 1. Спектр початкового варіанту ФПН-45 (а) та його низькоенергетичний домішок (б).

Таблиця 2. Внесок основної та домішкових ліній у спектр нейтронів після фільтра

Енергія нейтронів, кеВ	0,001 ÷ 5	46,4	68,8	88,0	136,3	300,0	363,4
Внесок, %	5,83	82,08	4,95	3,26	0,014	1,47	0,98

Легко побачити, що «чистота» фільтра досить непогана – близька до 82 %, але є досить суттєвий внесок домішкових ліній 69 кеВ (~ 5 %), 88 кеВ (~ 3 %) та низькоенергетичний внесок в області 0,001 ÷ 5 кеВ (~ 6 %). Цей низькоенергетичний внесок нейтронів особливо неприємний тому, що переріз майже для всіх ядер зростає в області малих енергій. При вимірюванні повних нейтронних перерізів методом пропускання за допомогою пропорційних водневих лічильників цей діапазон залишиться за межами функції відгуку лічильника та майже не вплине на результат, а ось при вимірюванні перерізу захоплення нейтронів результат може бути суттєво спотвореним. Тому основні зусилля ми спрямували на боротьбу з цими домішками.

Було розраховано близько 15 варіантів фільтра з додаванням різних компонентів та підбором їхньої кількості. При цьому ми намагалися оптимізувати три параметри: чистоту фільтра, щільність потоку нейтронів на виході фільтра та мінімізацію внеску в низькоенергетичному діапазоні.

Склад остаточного варіанта фільтра ФПН-45к наведено у табл. 3. Параметри фільтра згідно з розрахунками мають бути такі: середня енергія нейтронів – 46,25 кеВ; напівширина основної лінії – 3,2 кеВ; відносна чистота основної лінії – 88,3 %; очікувана щільність потоку нейтронів на виході – $1,3 \cdot 10^6$ н·см⁻²·с⁻¹. Внески домішкових ліній наведено в табл. 4.

Таблиця 3. Склад остаточного варіанта фільтра ФПН-45

Компонент	¹⁰ B	¹¹ B	⁵⁴ Fe	⁵² Cr	⁵⁷ Fe	S	Al	V	NaCl
Кількість, г/см ²	0,204	0,036	146,18	142,21	5,41	57,0	0,81	3,01	4,33

Таблиця 4. Внесок ліній у спектр нейтронів після остаточного варіанта фільтра ФПН-45

Енергія нейтронів, кеВ	0,001 ÷ 5	46,4	68,8	88,0	136,3	300,0	363,4	393,3
Внесок, %	1,45	88,34	3,60	3,34	0,02	1,21	0,87	0,25

Місце нового фільтра на лінійці наших фільтрів у діапазоні енергій 10 ÷ 160 кеВ показано на рис. 2.

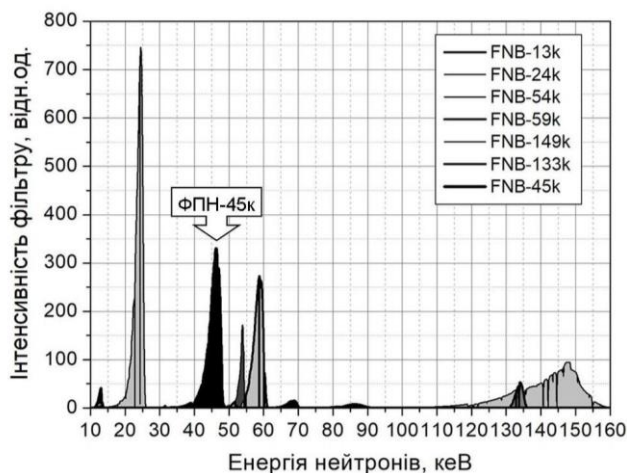


Рис. 2. Положення фільтра ФПН-45к на лінійці наших фільтрів у діапазоні енергій 10 ÷ 160 кеВ.

1. S.F. Mughabghab, M. Divadeenam, N.W. Holde. *Neutron Cross Sections*. Vol. 1 (New York: Academic Press, 1981).
2. http://ukrndc.kinr.kiev.ua/!!!site_ukrndc/filter_ukr.html
3. <https://www.nndc.bnl.gov/ndf/b8.0/index.html>
4. <https://www-nds.iaea.org/public/ndf/prepro/>

STRUCTURAL TRANSFORMATIONS OF GLUCOSE UNDER THE MIXED NUCLEAR (γ , n) IRRADIATION

**V. T. Maslyuk¹, N. I. Svatiuk¹, O. I. Symkanych², M. P. Vizenko¹, O. M. Pop¹,
L. I. Khirunenko³, M. G. Sosnin³, A. V. Duvansky³**

¹ *Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhhorod, Ukraine*

² *Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

³ *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Glucose C₆H₁₂O₆ is one of the important representatives of monosaccharides and plays a vital role in biochemical processes, particularly in the accumulation and release of energy in biota. Different types of chemical bonds contribute to the formation of different isomers of glucose and the fragmentation of glucose in metabolic processes. The study of the channels of such fragmentation and the features of structural transformations under the influence of various natural factors, both biochemical and radiation, are always important.

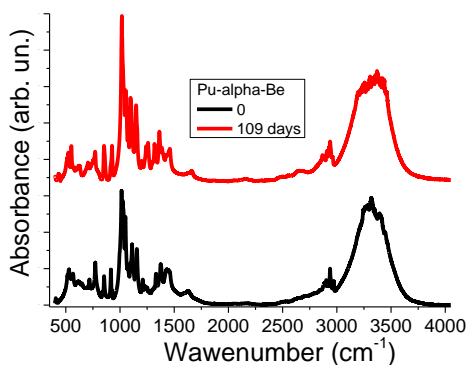
This paper presents the results of structural studies of samples of glucose irradiated on a radiation stand with a Pu- α -Be source, type IBN-VIII, dose rate γ ,n radiation was $5.0 \cdot 10^{10}$ Rad/s, and neutron flux - $2.7 \cdot 10^6$ neutrons/s. The source was located in a special block house made of "neutron-stop" moderators. It is known that neutron (α , n) sources with a mixture of Po-Be and Pu-Be can be considered "pure" neutron sources, and they emit only one γ -quantum per neutron. A certified MKS-RM1401K radiometer measured the neutron flux density, equal to $2.05 \cdot 10^3$ neutrons/(cm²·s) on the irradiation area at a distance of 10 cm from IBN-VIII. At the same time, the total dose/fluence for 109 days of irradiation was $1.93 \cdot 10^{10}$ neutrons/(cm²).

Radiation exposure to glucose can lead to complex structural transformations, which are caused by breaks in the polymer frame structure, loss or reorientation of chemical complexes, and the formation of numerous isomers, for example, the transformation of the form of D-glucose into L-glucose, or sets of metastable compounds [1, 2]. The final product of radiation treatment of glucose can have different physicochemical parameters which can be important in food and pharmaceutical applications. Information about such transformations can be obtained by studying the vibrational absorption spectra of irradiated glucose. To study the effect of irradiation on glucose's properties one of the most informative methods of infrared Fourier spectroscopy was used, which provides information about intramolecular and structural changes. Samples for research were made in the form of tablets. The irradiated glucose powder was mixed with crushed KBr, and then the mixture was turned into a tablet in a special device under pressure. The research was conducted at room temperature in the frequency range of 400 - 4000 cm⁻¹ with a resolution of 1 cm⁻¹ by a Bruker Fourier spectrometer IFS-113v.

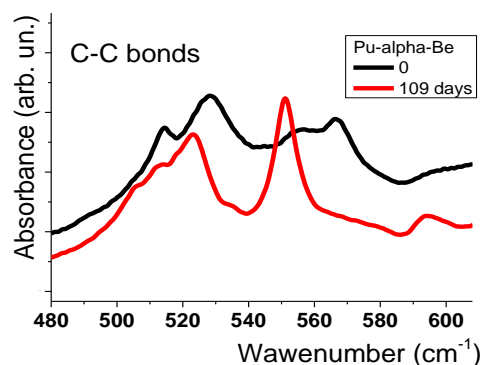
The Figure shows the absorption spectra of D-glucose before (spectrum 1) and after (spectrum 2) irradiation, and positions *b* - *d* in the Figure show the fragments of the absorption spectra associated with C-C, C-O-C, and C-H vibrations. As can be seen from the Figures, radiation results in significant changes in the spectra. For example, the appearance of new vibrational modes in the region of C-H vibrations is observed, the ratios between individual vibrational modes in the region of C-O-C oscillations change, a shift and increase in the intensity of vibrational modes in the region of C-C oscillations, the disappearance of some absorption components in the region of C-H vibrations.

Radiation defect formation, for example, in semiconductors and bioorganic compounds such as glucose, which do not have an ordered arrangement of atoms, is significantly different. The theoretical model of radiation damage should consider the different strengths of their chemical bonds [1] and the peculiarities of the structure of molecules in the form of polymer chains or cyclic forms based on a carbon shell. The radiation effect leads to the breakdown of molecules into separate structural segments or the "shaking" of molecular complexes such as hydroxyl groups from the shell skeletons. More important is the reverse process of restoring the molecular structure using an array of structural elements of glucose similar to the principle of the "Lego toy". The method of structural combinations can be used to study the set of molecular structures that can be formed during the radiation destruction of a glucose molecule [1].

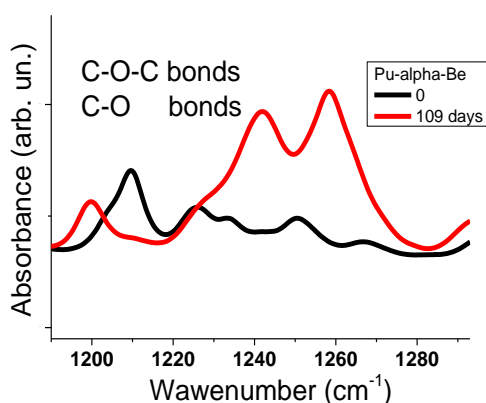
Since bioorganic molecules are disordered objects, studying their structural changes requires other methods than are typically used for crystals. Vibrational IR spectroscopy makes it possible to study the structural transformations of organic molecules by testing the frequencies of mode, the changes in their intensities, the appearance and disappearance of vibrational modes, and others.



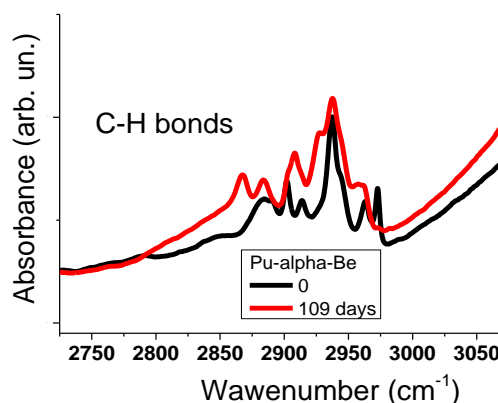
a



b



c



d

IR spectra of irradiated (1) and non-irradiated (2) glucose: *a* – in the range of 4000 - 400 cm⁻¹;
b - *d* – by zones of interest in the area of fluctuations of individual chemical bonds.

The report gives an example of the application of the method of structural combinations tested for inorganic polymers, chalcogenide glasses, to study all possible chemical compounds that can be formed during the radiation destruction of glucose. The criteria for forming various metastable compounds based on glucose are considered; different topological complexes and their connectivity are analyzed based on arrays of structural components of this compound, considering both energy and entropy criteria. In the latter case, complexes of different colored sets of glucose atoms were used for a fixed set of homo-, hetero-bonds of a chemical compound. The obtained theoretical results are analyzed considering the results of IR spectroscopy of glucose samples.

1. V.T. Maslyuk et al. Radiation physics of bioorganic compounds: method of structural combinations. In: International Conference “50 years of academic science in Transcarpathia”. Uzhgorod, 24 - 25 May 2021 (Uzhgorod: IEF, 2021) p. 218.
2. N.I. Svatiuk et al. Time evolution of chemical, physical parameters and biological activity of glucose and sucrose aqueous solutions irradiated on a M-30 Microtron with an energy of 12.5 MeV. Scientific Herald of Uzhhorod University. Series “Chemistry” 1(43) (2020) 92.

RADIATION MODIFICATION OF GLUCOSE/SUCROSE ON THE M-30 MICROTRON FOR APPLIED PURPOSES

**V. T. Maslyuk¹, N. I. Svatiuk¹, O. I. Symkanych², O. M. Pop¹,
N. V. Boyko², S. A. Burmei², O. A. Tarnaj¹, M. P. Vizenko¹**

¹ *Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhgorod, Ukraine*

² *Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

It is known that it is relevant to study the characteristics of water and aqueous solutions of organic compounds before and after irradiation with high-energy nuclear particles, which can provide valuable information about their structure, sensitivity to radiation, and the nature of the post-radiation evolution of their parameters.

The objects of research in this paper were organic compounds – sugars (glucose/sucrose), typical representatives of complex hydrocarbons, and a source of energy for living organisms. The value of this substance lies in its easy penetration into all cells and participation in the processes of human metabolism, which explains its wide use in medicine and the food industry. Radiation treatment of bioorganic materials allows modification of their structure in a targeted manner while changing their physical and chemical characteristics and biological activity [1]. The different sensitivities of water and glucose/sucrose to the influence of external factors require unifying external factors for the same amount of radiation destruction of the selected research objects.

Eight samples were used in the experiments, the characteristics of which are given in the Table.

Characteristics of the studied objects were selected at a concentration of 5 %

1	Distilled water is irradiated	5	Dry sucrose in irradiated water
2	Distilled water is not irradiated	6	Dry glucose in irradiated water
3	Sucrose solution is irradiated	7	Dry irradiated sucrose in non-irradiated water
4	Glucose solution is irradiated	8	Dry irradiated glucose in non-irradiated water

Radiation research was carried out on the M-30 microtron of the Institute of Electron Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, the parameters of which allow smooth adjusting of the energy changes of accelerated electrons in the range of 1 - 25 MeV with a monoenergetic efficiency of 0.02 % and a beam current of up to 50 μ A. This makes it possible to form intense fields of electron, gamma, and neutron radiation for conducting research in the direction of fundamental and applied nuclear physics research.

For the tasks of this experiment, the energy of the accelerated electrons was chosen to be 12.5 MeV; the irradiations were carried out at room temperature, and the flux density on the irradiation area was $5.5 \cdot 10^{10}$ el./ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ for each cycle of irradiation, an integral flux of $2 \cdot 10^{14}$ el./ cm^2 was achieved, corresponding to an irradiation dose of 1 MRad. The uniformity of the irradiation field, with an area of 100 cm^2 , was no worse than 30 %, sufficient for the localization of three hermetically sealed plastic cuvettes, each with a capacity of 50 ml. A scheme for the cyclic movement of samples is provided to ensure the same irradiation conditions for each sample. The chosen density of the electron flow did not lead to the heating of the samples; no gas phase was observed during the irradiation process. The choice of energy of M-30 accelerated electrons ensures the creation of non-local point defects in the structure of irradiated materials and areas of disorder. In this case, separate isolated groups of ionized/excited molecules and structural complexes, “spurs”, where the primary acts of chemical interaction and ordering elements are formed in the solutions.

The acid-alkaline state of water environments was investigated through their hydrogen index, pH, which characterizes the activity of hydrogen ions, H^+ . Given the important role of hydrogen in the formation of the bond between water molecules/fragments and its presence in aldehyde and hydroxyl groups, such studies provide essential information about the nature of the destruction of glucose/sucrose molecules under the influence of radiation and the mechanisms of restoring their structure [2].

Determination of the acidity of distilled water and the investigated solutions was carried out by the potentiometric method using the combined pH meter AZ-8603. The pH value for the studied liquids was measured before and after irradiation on an M-30 microtron. A glass electrode is used to measure the pH of solutions. Before starting the measurements, the AZ-8603 pH meter was calibrated using three buffer solutions with a calibrated pH value of 4.01; 7.01 and 10.01 were prepared from standard titers. The readings of the device are recorded for 1.5 minutes after immersing the electrode in the test sample. During operation, the settings of the pH meter are periodically checked against a buffer solution with a pH of 7.01.

The study of electrophysical properties, particularly the conductivity of aqueous solutions before and after radiation treatment, provides information about the degree of their electrolytic dissociation. Current carriers in such solutions can be H^+ or H_3O^+ , OH^- , and fragments of damaged organic molecules. Measuring the conductivity of liquids is difficult, and a comparative method was chosen from different exchange methods. It compares the measured resistance of the liquid with the reference one using an inverse feedback amplifier. A balanced amplifier was used, the liquid volume between the plates was 1 cm³, and the voltage drop did not exceed 0.3 V. A comparative method was used; when the resistance of the tested liquid was compared with the resistance of distilled water, the measurement time was fixed and was 90 s.

The following research stage was measuring the optical absorption of irradiated liquids. Absorption spectra were studied on an SF-46 spectrophotometer in the 200 - 1000 nm wavelength range. A deuterium lamp is used, intended for operation in the spectrum range from 190 to 350 nm, and an incandescent lamp – for operation in the spectrum range from 340 to 1100 nm. Spectra were recorded using an antimony-caesium photocell up to 650 nm and an oxygen-caesium photocell starting at 650 nm. The studied liquids were placed in quartz cuvettes with a volume of 30 ml. The transmission spectra of an empty cuvette and a cuvette with solutions were analyzed to study irradiated liquids' optical properties correctly.

Finally, the biological effects of all tested solutions were evaluated based on the presence of antibacterial or stimulating action with the test microorganisms selected by us. Three strains of bacteria were used in the work: *Staphylococcus aureus*, *Escherichia coli*, and *Pseudomonas aeruginosa*, which belong to non-spore opportunistic bacteria that differ in their phylogenetic affiliation and pathogenicity. Conditionally pathogenic microorganisms are represented here by gram-positive and gram-negative clinical isolates (staphylococci and pseudomonads) and a gram-negative strain of commensal bacteria – lactose-positive *Escherichia coli*. A suspension of bacterial suspension was prepared from the daily culture of the appropriate microorganisms according to the turbidity standard of 0.5 McFarland density units ($1.5 \cdot 10^8$ CFU), which was determined using a densitometer (Den-1). Selective chromogenic nutrient media CHROMagar™ *Staph aureus*, CHROMID® *P. aeruginosa* Agar, and MacConkey *E. coli* Agar (Liofilchem) were used in the work for the cultivation of test microorganisms.

The number of microorganisms – colony-forming units in 1 ml (CFU/ml) was determined using the tablet method. The suspension of test cultures of *Staphylococcus aureus*, *Escherichia coli*, and *Pseudomonas aeruginosa* were not treated with the tested solutions and were considered positive controls. Samples of the tested solutions without any bacteria added served as negative controls [3]. Taking into account that irradiated water restores its physicochemical parameters approximately after 7-12 hours, the study of the effect of all solutions on test cultures of microorganisms was carried out twice - immediately after irradiation and after the restoration of its physicochemical parameters 24 hours after irradiation, the exposure time was 2 h in both cases.

The results testify to the peculiarities of temporal changes in chemical, physical, and biological parameters of water and glucose/sucrose solutions irradiated in fast electron beams with an energy of 12.5 MeV and a dose of 1 MRad. Long-term effects testify in favor of the cluster-polymer structure of water with long-term relaxation of its chemical parameters, the irreversibility of the parameters of irradiated glucose/sucrose solutions, their significant structural modification, and the possibility of its directional change. The established biological effects of irradiated water and glucose and sucrose solutions differ significantly in directionality and strength of manifestation, not only depending on the type of microorganism tested but also on the time after irradiation and the method (method) of solution preparation.

A detailed understanding of the mechanisms of such influences for the practical application of the identified phenomena requires additional research.

1. N.D. Yordanov, E. Georgieva. EPR and UV spectral study of gamma-irradiated white and burned sugar, fructose and glucose. *Spectrochim Acta A Mol Biomol Spectrosc* 60(6) (2004) 1307.
2. D.S. Al Rubaee, M.H. AL Bahrani, A.H. Mohammed. Effect of Gamma Irradiation on the Activities of Glucose and Cholesterol Oxidases. *Elixir Nanotechnology* (2016) 201601482.
3. O.I. Symkanych et al. Time evolution of chemical, physical parameters and biological activity of glucose and sucrose aqueous solutions irradiated on a M-30 Microtron with an energy of 12.5 MeV. *Scientific Herald of Uzhhorod University. Series "Chemistry"* 1(43) (2020) 92.

**ПЕРЕВІРКА ГЛОБАЛЬНОГО ОПТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ДЛЯ ЯДЕР ^{9,10,11,13,14}C
У РОЗРАХУНКАХ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ ПЕРЕРІЗІВ ПРУЖНОГО, НЕПРУЖНОГО
РОЗСІЯННЯ ¹¹B + ^{13,14}C ТА РЕАКЦІЇ ¹³C(¹¹B, ¹⁰B)¹⁴C ПРИ ЕНЕРГІЇ $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$**

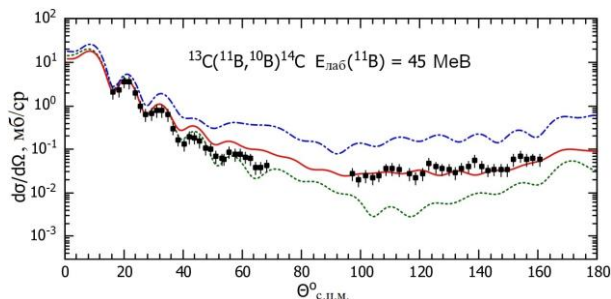
**С. Ю. Межевич¹, О. А. Понкратенко¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек², К. В. Кемпер³,
А. А. Рудчик¹, В. В. Улещенко¹, Ю. М. Степаненко¹, Ю. О. Ширма¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Відділ фізики Флоридського державного університету, Таллахассі, США

Глобальний оптичний потенціал, запропонований у роботі [1] для ядер ^{9,10,11,13,14}C, розрахунки за оптичною моделлю (ОМ) з параметрами якого добре описують експериментальні дані пружного розсіяння цих ядер на важких мішенях ($A > 28$) [1], був використаний у розрахунках за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) для аналізу опублікованих раніше експериментальних даних пружного розсіяння ¹¹B + ¹³C [2], ¹¹B + ¹⁴C [3] та нових даних для реакції ¹³C(¹¹B, ¹⁰B)¹⁴C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$, отриманих для основних станів ядер ¹⁰B та ¹⁴C, а також збуджених станів 0,72 MeV (1⁺), 1,74 MeV (0⁺), 2,154 MeV (1⁺) та 3,587 MeV (2⁺) ядра ¹⁰B. Кутові розподіли розсіяння та реакцій ^{13,14}C(¹¹B, X) вимірювалися на Варшавському циклотроні U-200P з використанням ΔE -E-методики [2, 3]. Глобальний оптичний потенціал [1] у формі Вудса - Саксона (WS) складається з об'ємної дійсної та уявної частин, та поверхневої уявної частини. Нами було показано, що диференціальні перерізи, отримані в ОМ-розрахунках з параметрами потенціалу [1] для пружного розсіяння ¹¹B + ^{13,14}C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$, знаходяться значно нижче експериментальних даних на середніх та великих кутах, навіть при врахуванні основного непружного процесу – реорієнтації ядра ¹¹B. Нехтування поверхневою уявною частиною потенціалу [1] та невелике збільшення радіуса дійсної частини цього потенціалу покращує опис експериментальних даних. Врахування збудження ядра ¹¹B за колективною моделлю (переходи до станів нижче 8,56 MeV) покращує узгодження між МЗКР-розрахунками та експериментальними даними в середньому кутовому діапазоні.



Диференціальні перерізи реакції ¹³C(¹¹B, ¹⁰B)¹⁴C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ для основних станів ядер ¹⁰B та ¹⁴C. Криві – МЗКР-перерізи для передачі нейтрона (див. текст).

опис експериментальних даних (штрих-пунктирна крива на рисунку). Якщо в цих МЗКР-розрахунках врахувати передачу нейтрона не тільки з основного стану ядра ¹¹B, але й з декількох збуджених станів, можна таким чином отримати задовільний опис експериментальних даних цієї реакції в повному кутовому діапазоні (суцільна крива на рисунку).

1. Y.-L. Xu et al. Chin. Phys. C45 (2021) 114103.
2. S.Yu. Mezhevych et al. Nucl. Phys. A 724 (2003) 29.
3. S.Yu. Mezhevych et al. Eur. Phys. J. A 50 (2014) 4.

**ПРО МОЖЛИВОСТІ ВІДНОВЛЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ІНФРАКСТРУКТУРИ
ІЯД НАН УКРАЇНИ ШЛЯХОМ СТВОРЕННЯ НАУКОВО-ТЕХНІЧНОГО ЦЕНТРУ
З ВИКОРИСТАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ДЛЯ ВИРОБНИЦТВА
РАДІОНУКЛІДНИХ ФАРМАЦЕВТИЧНИХ ПРЕПАРАТІВ**

О. М. Поворозник, О. К. Горпинич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Прискорювачі Інституту ядерних досліджень НАН України (ІЯД) останні роки практично не працюють, а в кращі роки (80-ті роки минулого сторіччя) вони працювали 4000 - 5000 год на рік.

Основна причина малої кількості годин роботи циклотронів – відсутність коштів на оплату електроенергії, необхідної для їхньої роботи.

Крім того, хронічне недофінансування необхідних затрат на витратні матеріали, планову заміну зношеного обладнання, проведення ремонтів приміщень тощо призводить до зниження якості циклотронного та експериментального обладнання, недокомплект експлуатаційного персоналу, а також дуже малий час реальної експлуатаційної роботи екіпажів циклотронів неминуче призвів до зниження їхніх навичок.

Унаслідок цього ІЯД стрімко втрачає те місце, яке він займав у дослідженнях, що базуються на експериментальному вивченні різних типів ядерних реакцій. Не проводиться підготовка молодих наукових кадрів з експериментальної галузі (ядерних реакцій на пучках). Так, за останні роки було підготовлено лише одного кандидата наук на основі матеріалів, які одержані в експериментах на У-240, виконаних у поточному столітті. У двох кандидатських роботах використані раніше отримані експериментальні дані.

Стан обладнання на циклотроні У-240 не дає змогу отримувати пучки важких іонів (проблема з джерелами важких іонів) та пучки протонів, дейтронів та альфа-частинок з необхідною шпаруватістю для проведення кореляційних експериментів. Незначна кількість експериментальних робіт на циклотронах призвела до руйнівних змін у колись досить розвинутій експериментальній інфраструктурі ІЯД.

Втрата дослідного виробництва унеможливила створення нового експериментального обладнання та обладнання для роботи циклотронів і ускладнила підтримання на достатньому рівні технічного стану циклотронів та експериментальних установок. Втрачено можливості по виробництву мішеней, детекторів, конструюванні та виробництву блоків ядерної електроніки.

Пропонується:

1. Зовнішнє інженерне обстеження реального стану машин та визначення доцільності й вартості проведення їхньої модернізації.

2. Проведення аналізу ринку прикладних робіт, що можуть бути виконані на наших прискорювачах.

Враховуючи вищезазначене, необхідно оцінити можливості використання прискорювачів для виконання наукових досліджень та прикладних робіт з ядерної медицини (нейтронна (У-120) та протонна терапія (У-240)).

Актуальними є використання променевої онкотерапії як комбінації різних методів.

Зауважимо, що 70 % онкохворих показана променева терапія. З них доступні в Україні методи, в яких використовується рентгенівське, гамма- та бета-випромінювання неефективні для 30 % таких хворих.

Доцільно налагодити виробництво ізотопів для потреб медицини та промисловості, виробництво фільтрів, надавати послуги по опромінюванню нейтронами та зарядженими частинками.

Необхідно оцінити кошти для реалізації кожного з наведених прикладних застосувань та вибрати найбільш доцільні, виходячи з економічної доцільності та державних потреб.

Необхідно організувати мобілізацію коштів для реконструкції циклотронів і створення технічних можливостей їхнього використання не лише для наукових досліджень, а й для вище перелічених прикладних робіт.

Оскільки практично всі свої потреби в радіоактивних ізотопах, що використовують у промисловості та медицині (діагностика та радіотерапія), Україна покриває за рахунок імпорту, то доцільно з багатьох очевидних точок налагодити таке виробництво в себе вдома.

Тому найбільш реальний спосіб модернізувати наші прискорювачі – створення спільного підприємства з виробництва радіоактивних ізотопів, яке базуватиметься на використанні сучасного

ізотопного циклотрона з енергією прискорених протонів не менше 70 MeV, придбаного за кошти інвестора в одного із передових світових виробників прискорювачів і встановленого в наявному в ІЯД надлишковому радіаційно безпечному, пристосованому для цього приміщенні (внесок зі сторони ІЯД). На нашу думку, для України оптимальними є циклотронні комплекси канадської компанії Team Best, які не тільки включають в себе прискорювач (циклотрон), відповідний нашим вимогам до виробництва ізотопів, але також і мішенні станції, автоматизовану радіохімічну інфраструктуру, операції з підтримки технічного обслуговування тощо.

Слід зробити ставку на виробництво радіоізотопів ^{99}Tc і ^{82}Rb . Комерційна вартість на ринку 1 Кі ^{99}Tc – 130 дол. США, 1 Кі ^{82}Rb - 100 000 дол. США. За годину роботи циклотрона BEST-70 канадської компанії Team Best можна напрацювати 10 Кі ^{99}Tc , або 0,06 Кі ^{82}Rb . Отже, чистий прибуток годинного використання BEST-70 становить 1000 дол. США у разі напрацювання ^{99}Tc і 5500 дол. США для ^{82}Rb . Протягом року при 100-годинній роботі на тиждень прибуток може становити від 5 до 27,5 млн дол. США.

Отримані кошти з продажу вироблених радіоізотопів дадуть змогу модернізувати як наявні прискорювачі, так і експериментальну інфраструктуру нашого інституту.

ОСТАТОЧНІ РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТІВ З ПОШУКУ РІДКІСНИХ РОЗПАДІВ ПРИРОДНИХ НУКЛІДІВ ОСМІЮ ЗА ДОПОМОГОЮ HPGe СПЕКТРОМЕТРІЇ

**О. Г. Поліщук^{1,2}, П. Беллі^{3,4}, Р. Бернабей^{3,4}, Ф. А. Даневич^{1,3}, В. Ю. Денисов⁵, А. Інчікитті^{2,6},
Ф. Капелла^{2,6}, В. Карачіоло^{3,4}, Д. В. Касперович¹, В. В. Кобичев¹, Н. Г. Ковтун⁷,
М. Лаубенштейн⁸, Д. В. Пода⁹, В. І. Третяк^{1,8}, Р. Черуллі^{3,4}, А. П. Щербань⁷**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія

³ Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Фізичний факультет, Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁵ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Леньяро, Леньяро, Італія

⁶ Фізичний факультет, Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁷ Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

⁸ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

⁹ Університет Парі-Сакле, CNRS/IN2P3, IJCLab, Орсе, Франція

Пошук рідкісних розпадів природних ізотопів осмію було виконано за допомогою наднизькофонових германієвих детекторів (HPGe) у Національній лабораторії Гран-Сассо (Італія). Зразки глибоко очищеного радіоактивно чистого осмію були використані як джерела гамма-випромінювання, очікуваного у процесах альфа-, подвійного альфа- та подвійного бета-розпаду природних нуклідів осмію. Отримано нові обмеження на періоди напіврозпаду ядер ^{184}Os та ^{186}Os відносно альфа-розпаду на перші збуджені рівні дочірніх ядер, $\lim T_{1/2} = 1,3 \cdot 10^{16}$ та $\lim T_{1/2} = 7,6 \cdot 10^{17}$ років, відповідно (усі обмеження наведено з довірчою ймовірністю 90 %), значно перевищують теоретичні оцінки. Встановлено нові обмеження на періоди напіврозпаду ^{184}Os відносно двонейтринної та безнейтринної мод подвійного електронного поглинання (2ε) та електронного поглинання з випромінюванням позитрону ($\varepsilon\beta^+$) на рівні $\lim T_{1/2} \sim 10^{15} - 10^{17}$ років; встановлено нове обмеження, $\lim T_{1/2} = 3,7 \cdot 10^{20}$ років, відносно подвійного бета-розпаду ($2\beta^-$) ^{192}Os на збуджений рівень 316,5 кеВ дочірнього ядра ^{192}Pt . Уперше отримано обмеження на подвійний альфа-розпад ^{189}Os та ^{192}Os у діапазоні $\lim T_{1/2} \sim 10^{18} - 10^{20}$ років.

Роботу частково реалізовано за підтримки НФД України, грант № 2020.02/0011.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДЕР ^{148}Nd ТА ^{150}Nd НА ЗБУДЖЕНІ РІВНІ ^{148}Sm ТА ^{150}Sm МЕТОДОМ НИЗЬКОФОНОВОЇ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІЇ

**О. Г. Поліщук^{1,2}, А. С. Барабаш³, П. Беллі^{4,5}, Р. Бернабей^{4,5}, Р. С. Бойко⁶,
Ф. А. Даневич^{1,4}, А. Інчікитті^{2,7}, Ф. Капелла^{2,7}, В. Карачіоло^{4,5}, Д. В. Касперович¹,
В. В. Кобичев¹, С. І. Коновалов³, М. Лаубенштейн⁸, А. Леончіні^{4,5}, В. Мерло^{4,5},
С. Нісі⁸, Д. В. Пода⁹, А. Тімоніна¹⁰, В. С. Тінькова¹¹, В. І. Третьяк^{1,8}, Д. Л. Фанг¹²,
Ф. Ферелла⁷, Р. Черуллі^{4,5}, Ф. Шимкович¹³, І. Б.-К. Щербаков¹⁰, В. І. Юматов³**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія

³ Пов'язаний з інститутом, який бере участь в експерименті, описаному у цій статті

⁴ Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

⁵ Фізичний факультет, Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁶ Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

⁷ Фізичний факультет, Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁸ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

⁹ Університет Парі-Сакле, CNRS/IN2P3, IJCLab, Орсе, Франція

¹⁰ Науково-технологічний комплекс «Інститут монокристалів» НАН України, Харків, Україна

¹¹ Інститут сцинтиляційних матеріалів НАН України, Харків, Україна

¹² Інститут сучасної фізики, Китайська академія наук, Ланьчжоу, Китай

¹³ Університет Коменського, Братислава, Словаччина

Було проведено експеримент, спрямований на пошук подвійного бета-розпаду ядер ^{148}Nd та ^{150}Nd на збуджені рівні дочірніх ядер ^{148}Sm та ^{150}Sm . Вимірювання гамма-випромінювань від зразка глибоко очищеного оксиду неодиму Nd_2O_3 масою 2,381 кг проводились у Національній лабораторії Гран-Сассо (Італія) за допомогою наднизькофоновної установки з чотирма германієвими (HPGe) детекторами (об'ємом $\sim 225 \text{ см}^3$ кожний). Система набору даних записувала час надходження події, її енергію та часові збіги подій у різних детекторах.

У доповіді представлені результати обробки повного набору експериментальних даних за 5,845 років вимірювань. Пошук подвійного бета-розпаду ядра ^{150}Nd на $0^+ 740,5\text{-кеВ}$ рівень ^{150}Sm здійснювався через реєстрацію гамма-квантів з енергіями 334,0 та 406,5 кеВ, що випромінюються у каскаді. Відповідні піки спостерігаються як у сумарному одномірному енергетичному спектрі, так і у спектрах збігів. Аналізуючи піки 334,0 і 406,5 кеВ, а також збіги між γ -квантами з цими енергіями, період напіврозпаду ^{150}Nd було розраховано як $T_{1/2}(^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}(0^+_1)) = [0,73^{+0,18}_{-0,11}(\text{стат.})^{+0,16}_{-0,17}(\text{сист.})] \cdot 10^{20}$ років. Отримані в різних режимах (одиначний спектр, спектр збігів між детекторами) значення періоду напіврозпаду, узгоджуються між собою та з результатами попередніх експериментів [1 - 3]. Істотний надлишок подій у гамма-піку 334,0 кеВ гіпотетично може бути вказівкою на спостереження розпаду ^{150}Nd на $2^+ 334,0\text{-кеВ}$ рівень ^{150}Sm з періодом напіврозпаду $T_{1/2}(^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}(2^+_1)) \approx 2 \cdot 10^{20}$ років. Для перевірки цієї гіпотези проводяться теоретичні розрахунки ймовірності подвійного бета-розпаду ^{150}Nd на основний та збуджені рівні дочірнього ядра. Установлені обмеження $T_{1/2} > 10^{20} - 10^{21}$ років відносно подвійного бета-розпаду ядра ^{150}Nd на кілька вищих збуджених рівнів ^{150}Sm та ядра ^{148}Nd на п'ять збуджених станів ^{148}Sm .

Роботу частково реалізовано за підтримки НФД України, грант № 2020.02/0011.

1. A.S. Barabash et al. Investigation of $\beta\beta$ decay in ^{150}Nd and ^{148}Nd to the excited states of daughter nuclei. Phys. Rev. C. 79 (2009) 045501.
2. M.F. Kidd et al. Two-neutrino double- β decay of ^{150}Nd to excited final states in ^{150}Sm . Phys. Rev. C 90 (2015) 055501.
3. R. Arnold et al. Measurement of double beta decay of ^{150}Nd to the 0_1^+ excited state of ^{150}Sm in NEMO-3. arXiv: 2203.03356v4 [nucl-ex].

ШЛЯХ ПОБУДОВИ МОДЕЛЬНОГО ГЛОБАЛЬНОГО ОПТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ У ПІДХОДІ ПОДВІЙНОЇ ЗГОРТКИ НА ПРИКЛАДІ ВЗАЄМОДІЇ ${}^6\text{Li}$

**О. А. Понкратенко¹, В. М. Кир'янчук², В. В. Улещенко¹, Ю. М. Степаненко¹, С. Ю. Межевич¹,
Ю. О. Ширма¹, К. Русек³, К. Кемпер^{3,4}, А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, І. І. Вертегел¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна

³ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

⁴ Університет штату Флорида, Таллахассі, США

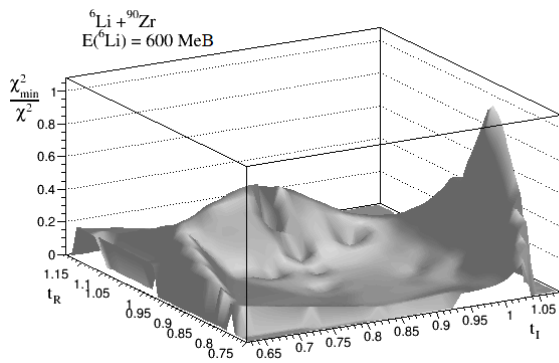
За відсутності точної теорії ядерних сил, побудованої з перших принципів, оптичний потенціал залишається одним з основних способів кількісного опису ядро-ядерної взаємодії. Оптичний потенціал застосовується в розрахунках вимірюваних величин для багатьох ядерних процесів, а не тільки для пружного розсіяння, для якого він був запроваджений. Наприклад модель зв'язаних каналів реакцій, що досить успішно застосовується для опису складних реакцій і може враховувати взаємний квантово-механічний вплив багатьох можливих механізмів при взаємодії двох ядер, вимагає оптичних потенціалів для вхідного і всіх вихідних каналів, що беруться до уваги. Оскільки канали, які варто взяти до уваги, можуть містити дуже різні ядра, в тому числі екзотичні, що взаємодіють при різноманітних енергіях відносного руху, останнім часом спостерігається помітний інтерес до дослідження енергетичних та масових залежностей оптичних потенціалів (див., напр., [1]), бо розуміння тенденцій змін параметрів потенціалів, а тим більше функціональний опис таких змін, допомагали б побудувати глобальний потенціал, який би спирався на великий масив експериментальних даних, але був би придатний і для опису ядро-ядерної взаємодії у випадках, не досліджених експериментально.

Глобальні оптичні потенціали будуються у різних підходах. Зокрема багатообіцяючим виглядає підхід, опертий на модель подвійної згортки, в якій використовуються модельні розподіли нуклонів, доступні в тому числі і для екзотичних ядер, які складно досліджувати експериментально. У даному підході як дійсна, так і уявна компоненти оптичного потенціалу розраховуються з використанням подвійної згортки, і є всього чотири вільні параметри, що визначаються з підгонки до експериментальних даних – нормувальний та масштабний множники для дійсної та уявної частин:

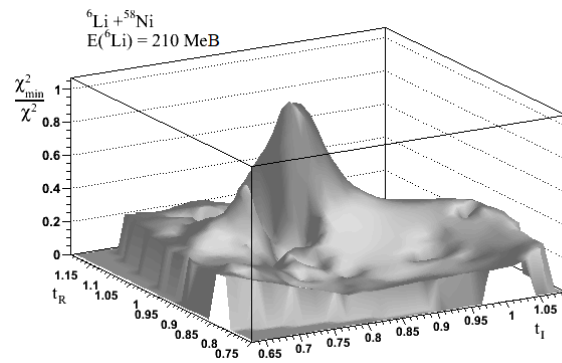
$$U_{SP}(r) = N_R t_R^3 V_{DF}(t_R r) + i \cdot N_I t_I^3 V_{DF}(t_I r). \quad (1)$$

Явні енергетична та масова залежності потенціалу виражаються у залежностях параметрів N_R , t_R та N_I , t_I , які, як очікується, мають бути плавними та передбачуваними. Використовуючи нуклон-нуклонний потенціал DDM3Y1 (Рейда) [2] та густини ядер типу Сан-Пауло [3], вдається побудувати потенціали, що забезпечують адекватний опис взаємодії, наприклад, іонів ${}^6\text{Li}$ та ${}^9\text{Be}$ з різними ядрами у досить широких масових та енергетичних діапазонах [4, 5]. Відкритим залишається питання наскільки визначеним може бути такий підхід до побудови глобального потенціалу, оскільки загалом оптичний ядерний потенціал відомий своєю багатозначністю у дуже широких межах. Чи можна на такому підході конструювати загальну методіку побудови глобального потенціалу для опису взаємодії різних ядер при різних енергіях?

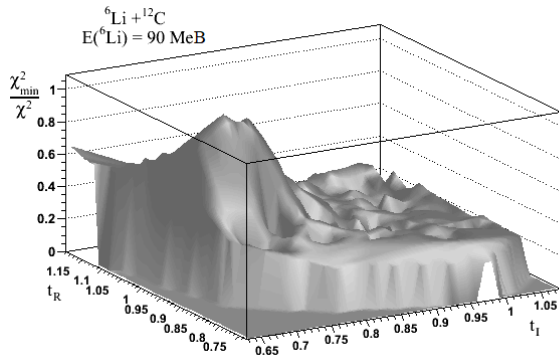
У даній роботі на прикладі ${}^6\text{Li}$ -взаємодії аналізуються різноманітні властивості оптичного потенціалу типу (1). Потенціал будувався з використанням експериментальних даних пружного розсіяння іонів ${}^6\text{Li}$ на дев'яти різних ядрах від ${}^{12}\text{C}$ до ${}^{208}\text{Pb}$ при енергіях $E_{lab} = 1 \div 100$ МеВ/нуклон. Виконавши велику кількість підгонок з початковими параметрами, вибраними за методом Монте-Карло, показано, що серед багатьох наборів параметрів N_R , t_R , N_I , t_I для кожного кутового розподілу, що забезпечують задовільний опис експериментальних даних, можна виділити певні набори, які проявляють плавну залежність від енергії зіткнення та маси мішені. Дані набори відповідають досить виразним мінімумам критерію χ^2 при вищих енергіях (рисунок), а вимога плавної енергетичної залежності дає змогу позбутися багатозначності параметрів при менших енергіях. Показано, що у парах параметрів $N_R - t_R$, та $N_I - t_I$ існують сильні кореляції, що дає змогу взагалі звести кількість вільних параметрів до двох замість чотирьох.



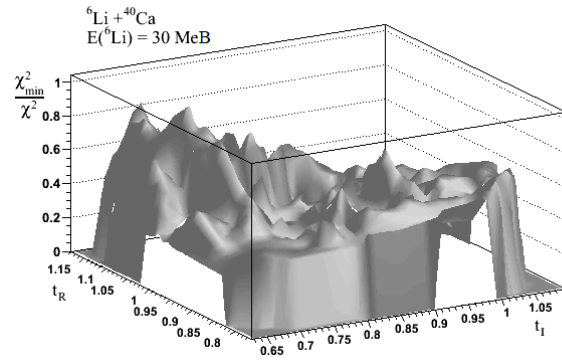
a



б



в



г

Поверхні оберненого χ^2 залежно від масштабуючих множників дійсної та уявної частин t_R та t_I для кількох різних мішеней при різних енергіях.

Показано, що всі потенціали, які забезпечують задовільний опис експериментальних даних, приймають дуже близькі значення на певних відстанях в області взаємодії $r = R_c$, названих радіусами перетину (crossing radiuses). Дані радіуси перетину є відмінними для дійсної та уявної частин потенціалу і проявляють виразні залежності від енергії та маси, які можна параметризувати гладкими функціями. Також гладкі енергетичні та масові залежності спостерігаються для значень оптичних потенціалів на радіусах перетину.

Глобальні потенціали, параметри N_R , t_R , N_I , t_I яких розраховуються за побудованими гладкими функціями усереднених енергетичних та масових залежностей, забезпечують задовільний опис всіх 126 експериментальних кутових розподілів, включених до аналізу, враховуючи також такі загальні характеристики еволюції дифракційної картини розсіяння, як положення максимумів та мінімумів диференціальних перерізів розсіяння, а також значення самих диференціальних перерізів у максимумах.

Таким чином можна сказати, що запропонований підхід до побудови глобального потенціалу, який спирається на модель подвійної згортки, проявляє гладкі енергетичну та масову залежності по багатьох характеристиках, які, в тому числі, дають змогу позбутися багатозначності параметрів. Стабільність таких залежностей є вагомим аргументом на користь вибраної параметризації потенціалу і дає надію на створення визначеної методики побудови глобальних потенціалів для взаємодії багатьох різних ядер у широких енергетичних діапазонах.

1. Y.-L. Xu et al. Chin. Phys. C44 (2020) 034101.
2. S. Ahmad, A.A. Usmani, Z.A. Khan. Phys. Rev. C 96 (2017) 064602.
3. G. Bertsch et al. Nucl. Phys. A 284 (1977) 399.
4. О.А. Понкратенко та ін. У кн.: XXVIII щорічна наукова конференція ІЯД НАН України. Анотації до доповідей. Київ, 21 - 25 вересня 2021 року (Київ, 2021) с. 84.
5. О.А. Понкратенко та ін. У кн.: XXIX щорічна наукова конференція ІЯД НАН України. Анотації до доповідей. Київ. 26 - 30 вересня 2022 року (Київ, 2022) с. 74.

INR OF NAS OF UKRAINE IS WORKING OUT NEW HORIZONS OF EXPERIMENTS LHCb (CERN) AND CBM (GSI/FAIR) AT THE ERA OF THEIR HIGH LUMINOSITIES

**V. M. Pugatch, S. B. Chernyshenko, V. M. Dobishuk, S. M. Koliiev, O. A. Kot,
O. O. Kshyvanskyi, O. S. Kovalchuk, V. O. Kyva, V. Ie. Lukashenko, O. Yu. Okhrimenko,
Ie. O. Petrenko, M. V. Pugach, D. M. Ramazanov**

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

Aiming at the improvement of accuracy of measured multi-differential cross-sections for strange-, charm- and beauty-hadron production, the LHCb (CERN) and CBM (GSI/FAIR) experiments are working out tremendous programmes for their upgrade to provide data taking at luminosities increased by orders of magnitude, in 10 - 15 years perspective from now.

LHCb experiment at CERN (Geneva, Switzerland).

The physics case of the LHCb experiment [1] foresees further search for the reasons for the asymmetric structure of the Universe via precision studies of CP violation in heavy flavor meson decay. Physics studies performed by the Institute for Nuclear Research of National Academy of Sciences of Ukraine (INR) Team include the CP violation in heavy flavor meson decay. Another topic is devoted to the search for Quark Gluon Plasma (QGP) signatures in nuclei collisions (colliding mode and fixed target). The upgraded technique of tracking and vertexing, particle identification, and energy measurement will allow for follow-up evolution of matter/antimatter decay's properties with a precision of a few tens femtoseconds over their picoseconds lifetime. Unprecedented interaction rates reaching a few hundred MHz are challenging for the current production technologies of radiation hard detector systems as well as for enormous data fluxes in amounts of tera-bites per second.

The perspective candidates for solution non-trivial tasks are new Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS). Their declared and partially tested radiation hardness and ten micrometer scale granularity, satisfy the required performance. 10 - 15 years of prospective R&D studies including the testing of MAPS prototypes. The two-component experimental setup for the evaluation of the MAPS properties has been built at the INR [2]. It includes a laser stand with a focused laser beam spot of 15 μm in diameter and mechanical scanning with a precision of 10 μm . Another component of the setup is built for studies of the MAPS response to minimally ionizing particles.

The INR team is also contributing to the development of a reliable monitoring system of the running conditions of the experiment operating at extremely high luminosity. The results obtained so far with the RMS-R3 system (designed and built at the INR) demonstrated its perfect capability to monitor the instantaneous luminosity as well as a spatial position of the interaction region (in a colliding as well as in a fixed target mode of running experiment).

Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment at GSI/FAIR (Darmstadt, Germany).

The CBM experiment [2] will explore the QCD phase diagram of strongly interacting matter in the region of high net baryonic densities. The matter at the extreme conditions will be studied in collisions of a heavy ion beam with a fixed heavy nuclei target at the SIS100 accelerator facility in Darmstadt (GSI/FAIR) [3] in (2 - 10) GeV/nucleon domain.

An Upgrade of the CBM Silicon Tracking System (STS) based on monolithic active pixel sensors (MAPS) will be discussed. This project will extend the SIS-100 capabilities to search for effects of the dense medium such as the nuclear suppression, initial-state interactions, in-medium energy loss, collectivity, hydrodynamic properties of the Quark Gluon Plasma (QGP), hyperons and nuclei interaction processes predicted to be important for neutron stars mergers.

As a baseline for the design of the CBM STS Upgrade with MAPS, the LHCb Inner part of the Mighty Tracker approach is considered in this presentation. A high granularity (MAPS instead of double-sided microstrip detectors) racking station inside the dipole magnet will allow significant suppression of combinatorial background and ghost rates. Instrumenting by MAPS will also increase the tracking acceptance for soft tracks, improving the experiment's efficiency for high multiplicity decays. The fast-timing capabilities will be used for improving particle identification at low momentum. The significant gain factor of MAPS in comparison with double-sided micro-strip detectors reaches values from several units to several hundred. Commercial submicron CMOS technology of MAPS production results in devices with high granularity and radiation hardness, pick-up free, sustainable operation with high Signal/Noise Ratio, low fake rates, low material budget, low operational voltage, simplified supporting infrastructure, low cost, etc.

Material budget for MightyPix part ranges from 1 to 3 % for various construction options (for track reconstruction, an X/X_0 below 1 % is required). A brief discussion on downscoping options (MightyPix +SciFi and others) and consequences for tracking performance will be presented.

The MightyPix readout is binary zero-suppressed data, and the reference clock is taken from the control lpGBT to ensure that the readout and MightyPix output links are set to the same bandwidth as the lpGBT eLinks.

Summary.

The contribution of the INR to the upgrade activity of two international collaborations (LHCb and CBM) has been discussed.

Based on the original achievements of the INR teams in the previous 10 - 15 years, their upgrade programmes in the forthcoming 10 - 15 years aim at the implementation of challenging new technologies into building significantly improved detector systems, which will allow taking data at the instantaneous luminosities increased by an order of magnitude.

This will open new opportunities for New Physics signal discoveries in data samples measured with high timing and spatial accuracy and sufficient statistics.

Acknowledgments.

These studies are supported in frames of the NAS of Ukraine Targeted research program “Fundamental research on high-energy physics and nuclear physics (international cooperation)” INR Project: Physical and technical basics of studying the properties of strange hadrons in experiment CBM (FAIR/GSI). The authors acknowledge financial support under the EIRENE and EURIZON grants.

1. [The LHCb collaboration.](#)
2. M.V. Pugach et al. Quality assessment system for monolithic active micropixel detectors. [Yaderna Fizyka ta Energetyka \(Nucl. Phys. At. Energy\) 24\(2\) \(2023\) 154.](#)
3. [Compressed Baryonic Matter experiment at GSI/FAIR.](#)

MONOLITHIC ACTIVE PIXEL SENSORS FOR THE CBM STS UPGRADE

V. M. Pugatch, S. B. Chernyshenko, V. M. Dobishuk, O. O. Kschyvansky, M. V. Pugach

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

The Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment [1] will explore the QCD phase diagram of strongly interacting matter in the region of high net baryonic densities. The matter at the extreme conditions will be studied in collisions of a heavy ion beam with a fixed heavy nuclei target at the SIS100 accelerator facility in Darmstadt (GSI/FAIR) [2] in (2 - 10) GeV/nucleon domain. An Expression of Interest for the Upgrade of the CBM Silicon Tracking System (STS) based on monolithic active pixel sensors (MAPS) is discussed. Built on the strength of the CBM STS Original design and construction [3], it assumes a re-designed system that can operate at a luminosity of $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ten times that of the Original STS detector. The installation of MAPS in STS will widen CBM's capabilities for decays involving di-leptons, multi-strange hyperons, charm, ρ_0 , ω mesons, from loop-level penguin processes to be studied with good statistics at high interaction rates. This project will extend the SIS-100 capabilities to search for effects of the dense medium such as the nuclear suppression, initial-state interactions, in-medium energy loss, collectivity, hydrodynamic properties of the Quark Gluon Plasma (QGP), hyperons and nuclei interaction processes predicted to be important for neutron stars mergers. By the end of Run 1 data taking (presumably in 2034), the experiment will have accumulated a data sample of around 0.1 fb^{-1} . The CBM Original will greatly improve the sensitivity of many high-density matter studies. However, the precision of the most important measurements will still be limited by statistics. There is therefore a strong physics motivation for building a CBM STS Upgrade, which will fully realize the phase diagram details potential of the SIS-100 at FAIR. As a baseline for the design of the CBM STS Upgrade with MAPS, the LHCb Inner part of the Mighty Tracker approach [4] is considered in this presentation.

A high granularity (MAPS instead of double-sided microstrip detectors) racking station inside the dipole magnet will allow significant suppression of combinatorial background and ghost rates. Instrumenting by MAPS will also increase the tracking acceptance for soft tracks, improving the experiment's efficiency for high multiplicity decays. The fast-timing capabilities will be used for improving particle identification at low momentum. The significant gain factor of MAPS in comparison with double-sided micro-strip detectors reaches values from several units to several hundred. Commercial submicron CMOS technology of MAPS production results in devices with high granularity and radiation hardness, pick-up free, sustainable operation with high Signal/Noise Ratio, low fake rates, low material budget, low operational voltage, simplified supporting infrastructure, low cost, etc.

The choice of monolithic active silicon pixel sensors is driven by the requirement to mitigate high occupancy in a detector area in close vicinity to the beam pipe and radiation load at the increased instantaneous luminosity. The major component is the MightyPix (HV-CMOS chip) with its features presented in Fig. 1 and caption to it [4]. An evaluation of global features (area, number of chips, power consumption) of the CBM STS Upgraded over all 8 stations with MightyPix chips are presented in the Table (Chip area $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Power consumption: is given with a safety factor of two, 1.2 W/chip).

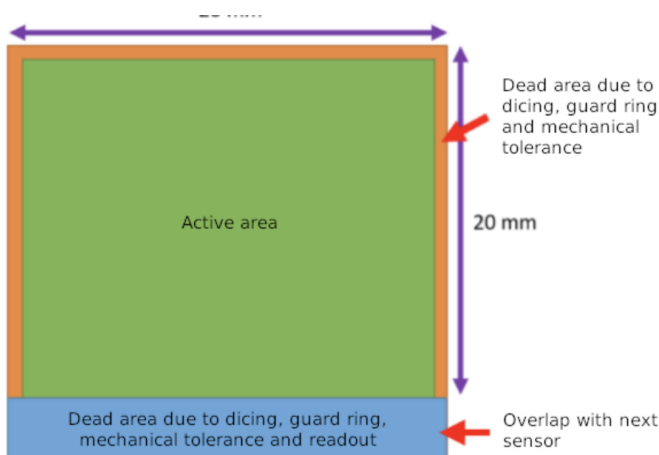


Fig. 1. MightyPixChip.

- Size: $2 \times 2 \text{ cm}^2$.
- Sensor thickness: 200 μm .
- Pixel size: $100 \times 300 \mu\text{m}^2$.
- ATLASPix3 $50 \times 150 \mu\text{m}^2$
- Time resolution: 5 ns.
- Digital processing elements of the chip (inactive area), around 1 mm^2 .
- Data transmission, 4 links of 1.28 Gb/s each, multiplexed to 2 and 1 links.
- Power consumption: 0.15 W/cm².
- Radiation hard: $3 \times 10^{14} \text{ MeV n}_{\text{eq}}$.

Global features of the CBM STS Upgraded with MightyPix

STS	1	2	3	4	5	6	7	8	Total
Area, cm ²	610	1 088	1 690	2 434	3 312	4 326	5 475	6 760	25 695
Chips, quantity	153	272	422	608	828	1 282	1369	1 690	6 486
Power, kW	0.18	0.33	0.57	0.73	0.99	1.3	1.64	2.03	7.7

In total, eight STS Upgrade stations require 6 486 MightyPix chips to cover a 2.5 m² area within a geometry acceptance (polar angle from 2.5 to 25 deg). The schematic view of the module prototype X-Z cross-section structure is shown in Fig. 2 (adapted from [4]). The size of the detector module depends on the area to be covered in the eight stations of the STS. The module has a sandwich-style assembly with cooling (monophase coolant) pipes embedded in Carbon Foam. Flex tapes are glued onto the support, chips are attached to the flex tapes. MightyPix panels (+ services) are integrated into the Airex support box that provides thermal isolation (allowing operation below 0° C).

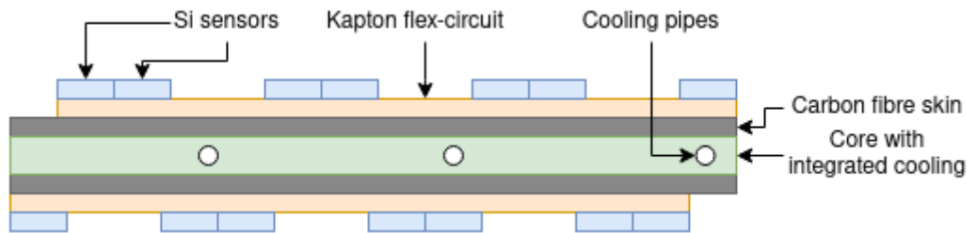


Fig. 2. The schematic view of the module X-Z cross-section structure. Chips are glued on both sides of the module to minimize dead areas.

The material budget for the MightyPix part ranges from 1 to 3% for various construction options (for track reconstruction, an X/X_0 below 1 % is required). A brief discussion on downscoping options (MightyPix +SciFi and others) and consequences for tracking performance will be presented.

The MightyPix readout is binary zero-suppressed data and the reference clock is taken from the control lpGBT to ensure that the readout and MightyPix output links are set to the same bandwidth as the lpGBT eLinks. The data packet considerations suggest 26 - 28 bits are required for each hit. The MightyPix will have four output links each with a maximum bandwidth of 1280 Mb/s be used for the hottest region of the detector, while the much lower occupancies towards the outside of the detector's acceptance enable fewer links to be used for chips, with one link per chip operating at 320 Mb/s in the outer regions of the STS. The expected data rates decrease by an order of magnitude between the hottest chips and the chips in the periphery of the detector. We assume that the CBM control and DAQ system will be adjusted to provide the necessary readout performance of the MightyPix.

Acknowledgments

These studies are supported in frames of the NAS of Ukraine Targeted research program "Fundamental research on high-energy physics and nuclear physics (international cooperation)" INR NAS of Ukraine Project: Physical and technical basics of studying the properties of strange hadrons in experiment CBM (FAIR/GSI). The authors acknowledge financial support under the EIRENE and EURIZON grants.

1. B. Friman et al. *Lecture Notes in Physics*. 1st ed. (Springer, 2011) 960 p.
2. [2018 bis 2023: Die FAIR-Baustelle im Zeitraffer](#).
3. V.M. Pugatch et al. Survey on upgrade options of the CBM silicon tracker. CBM. Progress Report (2022) p. 68.
4. R. Aaij et al. LHCb Collaboration. Framework TDR for the LHCb Upgrade II. Tech. Rep. LHCb-TDR-023-001, CERN (July, 2021).

ВИВЧЕННЯ РАДІАЦІЙНОГО ВИПРОМІНЕННЯ ТЕПЛООВОГО ГЕНЕРАТОРА РОССІ НА ОСНОВІ ЛІТІЙ-НІКЕЛЬ-ВОДНЕВОЇ СУМІШІ

В. А. Пшеничний, О. О. Грицай, В. М. Павлович,
О. І. Кальченко, В. М. Венедиктов, В. А. Лібман

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Ця робота є продовженням роботи [1], в якій констатувалось спостереження реакції Россі (РР) в теплогенераторі на основі літій-нікель-водневої суміші при нагріванні до температур в межах 950 - 1150 °С. У нашій роботі [1] в експерименті використовувалися два тотожні реактори, поміщені в однакові умови, один з яких був наповнений паливною сумішшю, а другий – порожній. Реакція із виділенням додаткового тепла спостерігалася протягом 600 год при завантаженні реактора ~ 100 мг порошку нікелю та ~ 10 мг LiAlH₄. Така тривалість РР супроводжувалась як виділенням тепла, так і зміною ізотопного складу літію. Температура працюючого реактора підвищувалася на 16 °С порівняно з температурою «контрольного» реактора без палива, що згідно з оцінками авторів, відповідає потужності 17 Вт, а ізотопний вміст ⁶Li в «попелі» становив 12,05 ± 0,24 % порівняно із вмістом у «паливі» 7,06 ± 0,96 %. Відчутна зміна ізотопного складу літію, можлива зміна ізотопного складу нікелю, поява ізотопів із масовими числами 63, 65, 66 – все це вказувало на спостереження низькотемпературних ядерних реакцій. Для зазначеної кількості «палива» в реакторі біля нього не спостерігалось додаткової зміни потужностей радіаційного фону, хоча відмічалось деяке підвищення нейтронного потоку в 1 - 2 нейтр./с із похибкою в ~ 40 %. Усі ці напрацювання вказували на те, що слід провести дослідження з більш потужною заправкою «паливом» реактора. Саме такі дослідження представлено в цій роботі.

У новому реакторі Р12 «заправка паливом» була збільшена приблизно в 4 рази, порівняно з реакторами в [1], збільшено об'єм реакторної камери та посилено товщину її стінок (рис. 1).

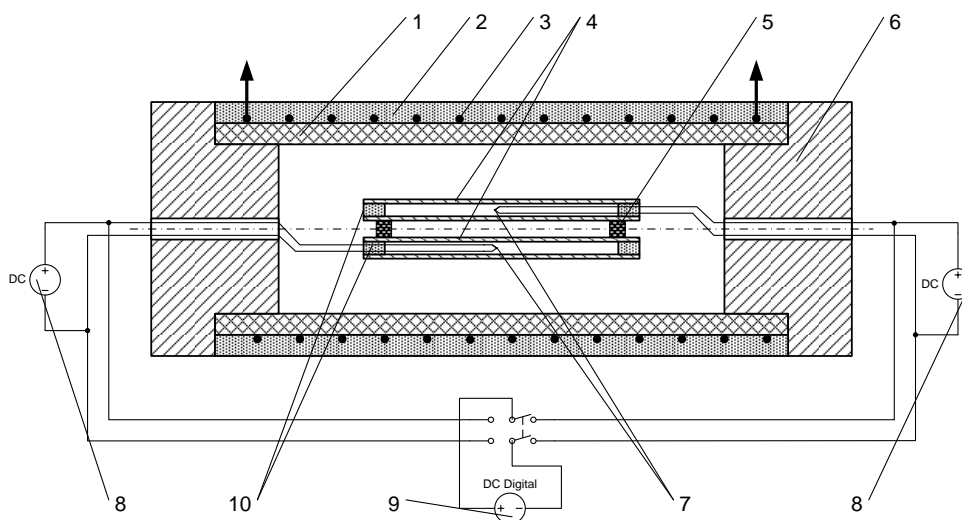


Рис. 1. Установка з двома реакторними камерами: 1 – керамічна трубка; 2 – тепловий захист; 3 – нагрівальна спіраль; 4 – реакторні камери (трубки з нержавіючої сталі довжиною 14 см і діаметрами $\varnothing_{\text{вн}}$ 12,4 мм та $\varnothing_{\text{вн}}$ 8,2 мм, в середині яких знаходяться нікельові трубки діаметром 0,4 см, довжиною 6 см, одна з яких заповнена паливом (закоркована сталевими корками)); 5 – керамічний ізолятор; 6 – шамотні корки; 7 – хромель-алюмелеві термопари; 8 – індикаторні мілівольтметри; 9 – цифровий мілівольтметр із перемикачем; 10 – корки реакторних камер довжиною 2 см з високотемпературного герметика. Склад «палива» Р12: Li AlH₄ – 50 мг, Ni – 424 мг.

Запуск РР реактора Р12 відбувся 2 жовтня 2018 р., а 3 січня 2019 р. вийшла з ладу термопара в Р12, тому зупинена РР, що відпрацювала 2090 год з однією зупинкою близько 100 год.

Упродовж цього періоду було проведено низку досліджень для виявлення радіаційного випромінювання під час протікання РР.

Для вимірювання радіаційної дози було використано прилад із детектором NaJ(Tl) \varnothing 2"×2", який знаходився в свинцевому захисті, відкритому в напрямку Р12. Використовувалися відстані між центрами Р12 та детектора: 10 см – для вимірювань ефекту плюс природний фон, 49 см – для вимірювання фону. Відповідно потужність радіаційної дози становила (2,59 ± 0,01) мкР/год та

($2,38 \pm 0,04$) мкР/год. Тобто, протікання РР супроводжується збільшенням радіаційної дози в ($0,21 \pm 0,04$) мкР/год.

Для вимірювання γ -випромінювання було використано гамма-спектрометр NaI(Tl) $\varnothing 2,5'' \times 2,5''$ із роздільною здатністю 7 % для 662 кеВ (^{137}Cs). На рис. 2 наведено два реальні гамма-спектри реактора Р12, які спостерігаються при температурах 1350 °С (присутня РР) та 15 °С (фон) у двох масштабах, щоб роздивитися деякі деталі, якими розрізняються ці два спектри. Відмінність гамма-спектрів при температурах помітна в області 100 - 400 каналів, де візуально більше відліків для гамма-спектра, коли протікає РР. По-каналльне віднімання для згаданих двох спектрів показало, що позитивний ефект у відліках, пов'язаних із РР, знаходиться в діапазоні від 10^5 до 100 відліків.

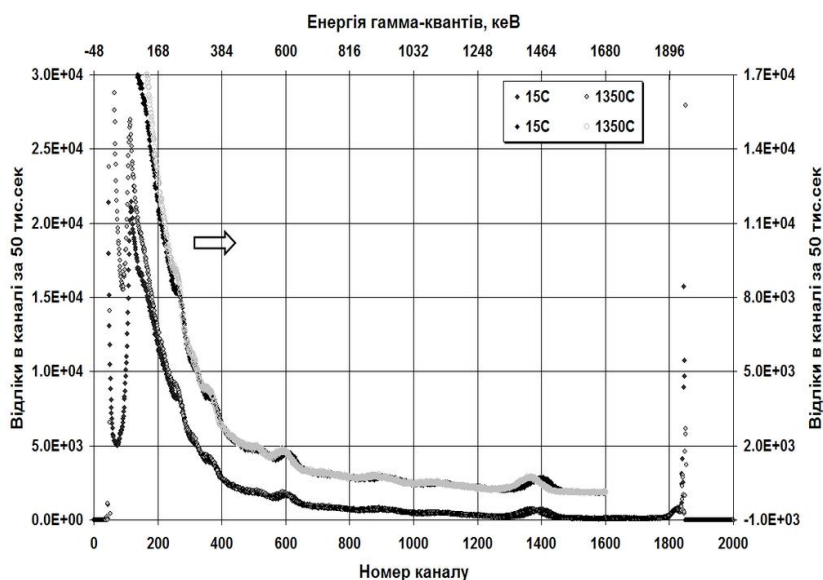


Рис. 2. Гамма-випромінювання реактора Р12, зареєстроване NaI(Tl)-детектором ($2,5'' \times 2,5''$) при температурах 1350 °С та 15 °С. Експозиція – 50000 с. Реєстрація спектрів починається з 45 каналу (~ 10 кеВ), із відліками 128900 для 1350 °С та 21500 для 15 °С.

Для проведення досліджень в рентгенівському діапазоні було використано детектор NaI(Tl) $\varnothing 127$ мм та товщиною 1,6 мм, захищений покриттям із берилію в 0,127 мм (USA). Реєструючою системою був ВІОЛИНИСТ-III (USA) на 256 каналів, що налаштовувався на реєстрацію X-променів в інтервалі 0 - 100 кеВ. Рентгенівський спектр при роботі РР має такий вигляд: інтенсивний пік в області 6 кеВ, далі різке падіння до 7 кеВ і майже без змін до 45 кеВ. Можна вважати, що в області 7 - 45 кеВ гамма-кванти відсутні. Відзначимо спостереження можливих піків (48, 54, 58 - 60, 65 - 67, 75 - 76, 82, 86, 92 - 100 кеВ). Піки 75 - 76 кеВ та 86 кеВ можливо продукуються в Рb-коліматорі, що оточує детектор.

Для пошуку нейтронного випромінювання при роботі РР використовувалися нейтронні детектори НД-5 та НД-10 з об'ємами уповільнювача 5 л та приблизно 10 л відповідно. Було проведено вимірювання нейтронного випромінювання від Р12, використовуючи дві методики: з нейтронним екраном та без екрану. За результатами цих вимірювань встановлено, що нейтрони в РР не спостерігаються.

1. О. О. Грицай та ін. Перші дослідження реакцій нікель-літій-водневого теплогенератора в Києві. Ядерна фізика та енергетика 20 (2019) 196.

СИСТЕМА МОНІТОРИНГУ ПУЧКІВ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ОСНОВІ МЕТАЛЕВИХ МІКРОСТРІПОВИХ ДЕТЕКТОРІВ

Д. М. Рамазанов, В. М. Пугач, О. С. Ковальчук, В. О. Ківа

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Променева діагностика є важливою складовою будь-якого прискорювача. У сучасних експериментах фізики високих енергій потоки частинок досягають надзвичайно великих значень. Збільшення інтенсивностей та енергії призводить до збільшення радіаційних навантажень на детекторні системи. Відомо, що кремнієві, сцинтиляційні та інші детекторні системи, що використовуються в більшості експериментів, мають обмежену радіаційну стійкість і при занадто високих потоках випромінювання втрачають свою працездатність. Крім того, основна вимога до проведення фізичних досліджень полягає в тому, що вимірювальний прилад не повинен спотворювати вимірювану величину. На сьогоднішній день більшість системи детектування не відповідають цьому твердженню. Вимоги до детекторних систем вимірювань тільки зростають. Особливу роль у цьому завданні відіграють медичні прискорювачі, оскільки від положення та інтенсивності пучка залежить життя та здоров'я пацієнтів. Детекторна система, яка б незалежно контролювала положення, розмір та інтенсивність пучка іонізуючого випромінювання, значно підвищила б надійність і безпеку опромінення.

У цій роботі описано детекторну систему, яку можна використовувати для моніторингу пучків для різних типів променевої терапії та для прискорювачів, що використовуються в експериментах з фізики високих енергій. Напрямок досліджень – розробка детекторів на основі явища вторинної електронної емісії. Особливості вторинної електронної емісії дають змогу створювати конструктивно прості надійні детекторні системи для моніторингу потоку заряджених частинок і рентгенівського випромінювання. До цього типу детекторів відносяться металеві мікростріпові детектори (ММД) [1].

Відмінною рисою ММД від мікродетекторів на основі напівпровідників або ізоляційних матеріалів, які або повністю поглинають досліджуваний пучок, або значно його деформують, є практично ідеальна робота металевого сенсора як вимірювального та контрольного пристрою без спотворення характеристик досліджуваного пучка частинок або синхротронне випромінювання. Датчик ММД виготовлений повністю з металу, що робить цей детектор одним із найбільш стійких до радіації [2, 3]. На рис. 1 наведено схему побудови ММД. Сенсор з обох боків оточений електродами, до яких підводиться позитивна напруга, що дає змогу збирати емітовані із сенсора електрони. Також досить важливим компонентом є зовнішній заземлений металевий корпус, що забезпечує захист всієї системи від електричних шумів та наводок.

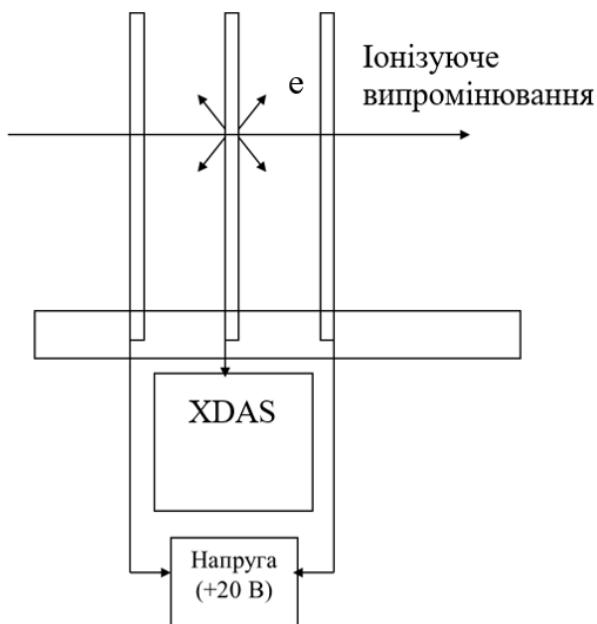


Рис. 1. Схема побудови ММД.

Принцип роботи системи моніторингу пучка на основі ММД працює на принципі вторинної електронної емісії [4]. Кожний стріп підключений до інтегратора заряду або іншої вимірювальної системи. Іонізуюче випромінювання, що падає на смужки, ініціює вторинне випромінювання електронів, коли вони проходять через майже прозоре середовище. Коли це відбувається, на кінці інтегратора з'являється позитивний заряд, який вимірюється.

Щоб покращити вилучення вторинних електронів, навколо стріпа прикладається прискорювальне електричне поле. Ця технологія працює з рентгенівськими променями, електронами та адронами. Крім того, стріпи майже прозорі для іонізуючого випромінювання, що значно зменшує спотворення пучка [5].

ММД вимагає спеціального обладнання для зчитування. Система зчитування повинна бути високочутливою, стійкою до радіації та мати інші характеристики, щоб задовольнити можливості ММД.

Система зчитування Sens-Tech XDAS, яка є модульною системою для широкого спектра застосувань, найкраще відповідає вимогам ММД. XDAS – дуже гнучка система. Це дає змогу створювати великі масиви детекторів, які зчитуються одночасно в доступному цифровому форматі. Система XDAS має модульну архітектуру, що дає можливість вільно розміщувати модулі детекторів у просторі. Система складається з головних плат детектора (XDAS-DH) з аналоговим виходом і плат обробки сигналів (XDAS-SP) з 16-бітним цифровим виходом. Кожний модуль має 128 каналів. За допомогою адаптера USB2 вихід передається на ПК. Кількість каналів зчитування в системі досягає 21 504 (128x24DHx7SP). Система має низькі електронні шуми, динамічний діапазон на максимальному заряді на вході від 3 до 60 пКл. Мінімальний час інтеграції сигналу становить 60 мкс з одночасними даними накопичення і читання. Динамічний діапазон вихідних сигналів становить 16 біт. Входи системи зчитування підключаються до ММД за допомогою спеціально розроблених і виготовлених адаптерів. Підключаються до керуючого комп'ютера через порт USB 2.0 або Ethernet.

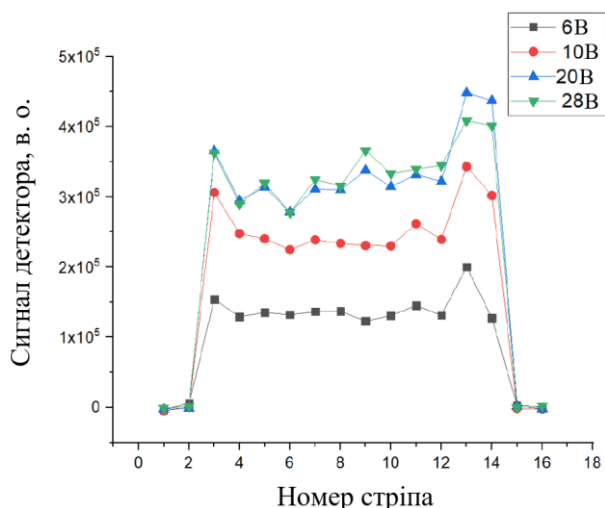


Рис. 2. Залежність відгуку детекторної системи Sens-Tech+ММД16 від напруги на прискорювальних електродах при опромінюванні альфа-джерелом.

в атмосфері і у вакуумі. В Інституті ядерних досліджень НАН України виготовлено ММД різної конфігурації за оригінальною технологією плазмохімічного травлення. Товщина сенсорів 1 - 2 мкм, крок від 2 мкм, кількість стріпів до 1024. Перевірено можливість використання ММД із серійно доступною багатоканальною системою зчитування X-DAS.

Перший результат використання X-DAS як системи збору було отримано в парі зі збільшеною версією ММД. Після розміщення альфа-джерела ^{239}Pu на детекторі та переміщенні його можна отримати відгук інтенсивності, розміру та положення «пучка» в реальному часі. Це дало змогу отримати експериментальне підтвердження можливості використання детекторної системи X-DAS+ММД як профілометра пучка.

Також були проведені вимірювання 16-канального мікростріпового детектора із системою зчитування X-DAS на альфа-частинках з енергією 5,24 MeV від ізотопу ^{239}Pu . На рис. 2 показана залежність відгуку детектора від напруги на прискорювальних електродах.

Розроблено і виготовлено мікростріпові металодетектори різних форм і типів для вимірювання профілю і положення пучків заряджених частинок

1. Н.М. Ткач, В.А. Кива. *Ядерна фізика та енергетика* 2(4) (2001) 72.
2. О. Федорович та ін. Плазмові технології виготовлення металевих мікрострічкових детекторів іонізуючого випромінювання. У кн.: 11-та Міжнародна конференція з фізики плазми та керованого ядерного синтезу, 11 - 16 вересня 2006 р. Тези доповідей (Алушта, 2006) с. 172.
3. V. Pugach et al. Micro-strip Metal Foil Detectors for the Beam Profile Monitoring. In: *Proceedings of DIPAC 2005, Lyon, France, Paper CTMM02*, p. 18.
4. E.J. Sternglass. Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions. *Phys. Rev.* 108 (1957) 1.
5. G. Rothard et al. In: *Springer Tracts in Modern Physics* (Berlin, Springer-Verlag, 1992) 97 p.

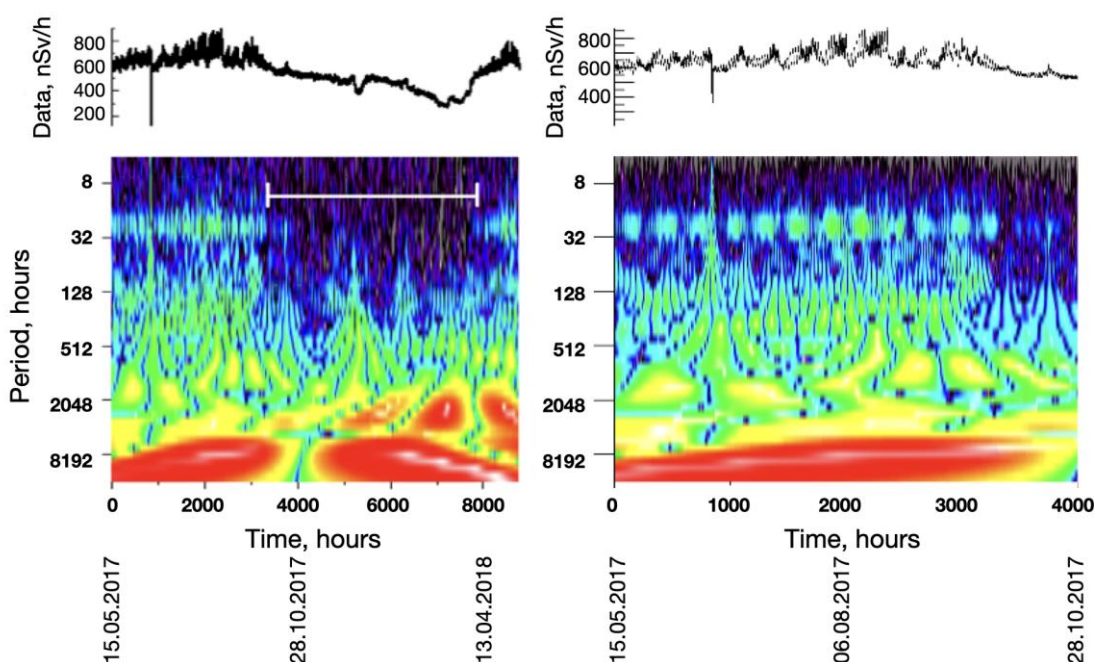
POSSIBLE COSMIC RAYS ORIGIN OF PERIODIC COMPONENTS IN GAMMA BACKGROUND SIGNALS

A. D. Skorbun

*Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants,
National Academy of Science of Ukraine, Chornobyl, Ukraine*

During the analysis of a long-term regular series of measurements of signals from the Automated System of Radiation Control (ASRC) in the Chornobyl exclusion zone, a number of features were revealed in them, which are reproduced for different observation posts and which we will try to consider from the single positions of the influence of cosmic factors. It is implied that these features are clearly linked to certain astronomical phenomena (Figure):

A) the presence of periodic components, primarily these are regular diurnal changes; B) the detected effects are seasonal: they are observed in the summer months and are practically absent from September to April (see Figure); C) it was found that the amplitude of these diurnal changes is superimposed with modulation, which leads to a signal in the form of “saw teeth”; D) maximum diurnal shifts occur at 5 - 7 p.m. local time; E) the results are reproduced at several independent measurement posts.



A signal and a picture of the coefficients of its wavelet expansion.

Observation post Pripyat. Start 15.05. 2017, end of 05.15. 2018. Gaussian wavelet.

On the left: the total signal for the year, from 15.05. 2017 to 15.05. 2018. The solid light line in the figure shows the time range when signs (spots) of the daily sinusoid are practically absent (September 2017 - April 2018).

On the right: a part of this signal from 0:4000 h (from May 2017 to October 2017), where both the band of the daily movement and the modulation of the “saw tooth” signal are clearly visible, when the amplitude of the daily small peaks gradually increases over the course of 7 - 9 days, and then drops sharply.

It is possible to propose a model that describes all the listed phenomena, namely the possibility of manifestations of the influence of cosmic rays. Such a mechanism as a cause of changes in radioactive decay signals in general and in ASRC signals, in particular, has not been considered. Probably because his contribution was considered small. But in [1 - 3], the contribution of cosmic rays at sea level to the total dose is estimated from 5 to 17 % of the natural radiation background.

When studying cosmic rays, they are mainly interested in their origin and in the result of their moving through the atmosphere: atmospheric showers. We will now be interested in the low-energy component, by which we will understand gamma quanta and electrons, which are registered by ordinary gamma spectrometers or counters. The lower limit of sensitivity of such equipment is approximately 30 keV – the beginning of the action of the photoabsorption mechanism. The low-energy component is of interest mainly in connection with its contribution to the dose, both at ground level and, for example, increasing the dose

during high-altitude aircraft flights [4]. No less interesting is the question of the appearance of the gamma spectrum of cosmic radiation. For example, it was shown in [5] that the spectrum of the low-energy component has an appearance, similar to the usual Compton continuum in the spectra of scintillation gamma spectrometers: a broad peak from 30 keV to 300 - 400 keV with a maximum in the region of 90 - 100 keV.

Measurements in [6] show, that the rate of gamma rays counting above the ground level and above water (Danube River, far from the shores, where there is no terrestrial gamma background) differs by approximately two times only. Moreover, all changes are concentrated in the indicated low-energy region of the spectrum (Compton continuum). In real measurements, this spectrum of cosmic radiation is superimposed on a similar Compton continuum of radiation from natural terrestrial radionuclides.

If not all of this “low-energy cosmic background”, then at least a part of it, close to the level of the natural radiation gamma background, ends its existence due to Compton scattering, has an energy of the order of 30 - 400 keV and can be recorded by gamma spectrometers and counters. This is the energy range in which ASRC also works. Conclusion: we live in the field of low-energy rays of cosmic origin, which are part of radiation hormesis, and ASRC detects the gamma component of this low-energy background.

It follows from the considered model that these periodicities reflect the dynamics of cosmic rays and/or the sources that emit them. So, the considered model is based on the hypothesis that there is an astrophysical object that, by emitting cosmic rays (that is, those rays that ultimately create a low-energy gamma background), affects the ASRC signals: A) Diurnal changes are caused by the shielding of this source by the Earth due to rotation around its own axis. B) Seasonality can be attributed to the fact that, due to the slight inclination of this object, the source does not rise above the horizon in the period from October-November to May. C) Modulation in the form of “saw teeth” in such a model can occur if an astrophysical object changes the intensity of its radiation, which increases linearly for several days, and then sharply falls (pulsates), which leads to a modulation of the diurnal periodicity. D) The right ascension (RA) of this source (“cosmophysical factor”) is close to the RA~17 ÷ 19 h local time (the time of appearance of the maxima of signal changes).

Such a source must meet the requirement, that the intensity of its influence on the detector on Earth must exceed the influence of other possible sources, for example, located further away. Among the candidates known to the author, the Sun meets these requirements; the center of our Galaxy (the Sagittarius constellation RA = 17 h 46 min); a direction such as the apex of the Sun (RA = 18 h 28 min); cosmological vector potential RA = 19.3 ÷ 19.63 h) [7]. The interval of 17 ÷ 19 h best corresponds to two directions: the constellation Sagittarius (the center of our Galaxy) and the Cygnus (the apex of the Sun). Others clearly fall outside the data scatter. In addition, as marked in Fig. 1 region of no diurnal periodicity, from approximately September - October to April - May, corresponds to the period when the constellation Sagittarius does not rise above the horizon [8], which allows a choice to be made in favor of the center of our (Milky Way) Galaxy.

1. <https://www.epa.gov/radtown/cosmic-radiation>
2. G. Cinelli et al. European annual cosmic-ray dose: estimation of population exposure. *Journal of Maps* 13(2) (2017) 812.
3. W. Friedberg, K. Copeland. *Ionizing Radiation in Earth's Atmosphere and in Space Near Earth*. DOT/FAA/AM-11/9. Office of Aerospace Medicine Washington, DC 20591 (Civil Aerospace Medical Institute, Federal Aviation Administration Oklahoma City, 2011) 32 p.
4. K. Raptis et al. External effective dose from natural radiation for the Umbria region (Italy). *Journal of Maps* 18(2) (2022) 461.
5. R. Banjanac et al. On the omnipresent background gamma radiation of the continuous spectrum. [arXiv:1305.2572 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1305.2572)
6. D. Mrdja et al. Study of radiation dose induced by cosmic-ray origin low-energy gamma rays and electrons near sea level. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 123 (2015) 55.
7. Y.A. Baurov, Y.G. Sobolev, Y.V. Ryabov. New force, global anisotropy and the changes in β -decay rate of radioactive elements. *American Journal of Astronomy and Astrophysics* 2(6) (2014) 8.
8. *Astronomical Calendar. 2021*. MAO NASU (Kyiv, Akadempriodyka, 2020) 284 p. (Ukr)

ПРОЕКЦІЯ ДАНИХ НА КІНЕМАТИЧНУ КРИВУ ТА ПЕРЕВЕДЕННЯ СПЕКТРА В ОДНОВИМІРНУ ФОРМУ ПРИ ОБРОБЦІ ДВОВИМІРНИХ СПЕКТРІВ У МЕТОДИЦІ E1/E2

О. М. Соколов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Робота присвячена аналізу 2D спектрів на збіг, одержуваних у методиці E1/E2. Такі спектри мають характерний вигляд, коли дані групуються вздовж певного виду замкнутої лінії (кінематичної кривої [1]). Для такого виду спектрів природним може бути завдання переходу від двовимірного спектра до одновимірної залежності густини даних уздовж кінематичної кривої [2]. При цьому треба поетапно виконати побудову лінії, що описує двовимірний локус, уздовж якої групуються ненульові експериментальні дані, провести проєкцію двовимірних даних на цю криву та здійснити переведення спектра в одновимірну форму. Для розв'язку зазначеного завдання було запропоновано такий алгоритм.

Дано двовимірний спектр $S_{i,j}$, $i = 1, \dots, i_{max}$, $j = 1, \dots, j_{max}$. ($S_{i,j}$ - число відліків, зареєстрованих у точках двовимірної сітки). Далі в розрахунках та для ілюстрації використовується модельний спектр як на рис. 1. Індeksi i, j відповідають змінним $E1$ та $E2$.

Етап 1. Вводимо на площині ($E1, E2$), де розташовані дані як числа відліків, полярну систему координат. Початок полярної системи координат вибирається всередині локусу, наприклад, у точці $C_x = i_{max}/2, C_y = j_{max}/2$.

Етап 2. Будуємо за експериментальними даними лінію, що апроксимує кінематичну криву. Ідея полягає в тому, щоб для сітки по кутовій змінній розбити всі точки спектра на групи точок, які потрапляють у заданий кутовий сектор. Далі, для кожної групи точок обчислити центр ваги з урахуванням їхньої ваги, тобто, числа відліків у цій точці. Координати точки центра ваги (P_x, P_y) для групи точок спектра в секторі $c(nom)$ визначимо як

$$P_{x_{nom}} = \frac{\sum_{(i,j) \in c(nom)} S_{i,j} \cdot i}{\sum_{(i,j) \in c(nom)} S_{i,j}}, \quad P_{y_{nom}} = \frac{\sum_{(i,j) \in c(nom)} S_{i,j} \cdot j}{\sum_{(i,j) \in c(nom)} S_{i,j}}. \quad (1)$$

Сума відліків групи точок для сектора $c(nom)$ становить $W_{nom} = \sum_{(i,j) \in c(nom)} S_{i,j}$. Тепер кожна групу точок представляє одна точка, центр ваги групи. По набору цих точок будуємо лінію, що задає вісь локусу. Ця лінія – аналог кінематичної кривої. Лінія осі локусу може бути представлена як у полярній системі координат, так і у вихідній декартовій (рис. 2).

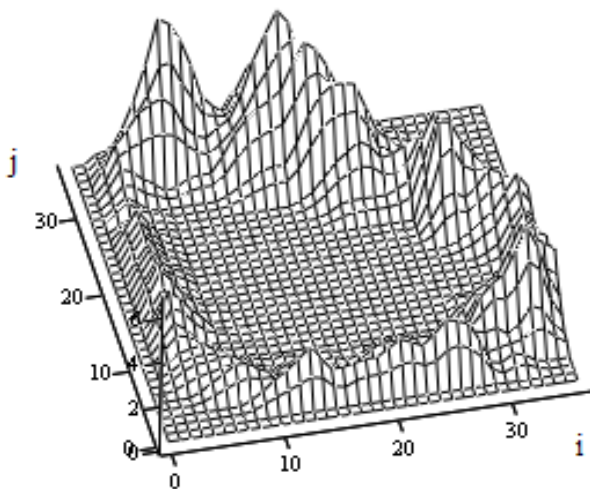


Рис. 1. Модельний 2D спектр, який відповідає методиці E1/E2.

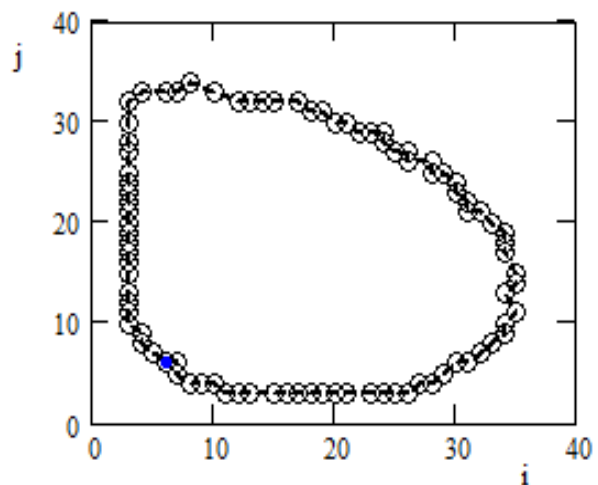


Рис. 2. Побудована по точках (центрах ваги груп даних) осьова лінія локусу.

У першому випадку як функція кута tet задається радіус $R(tet)$, у другому випадку як функції кута tet задаються координати $I(tet)$ та $J(tet)$, тобто. лінія осі локусу визначається параметрично.

Етап 3. Проекцію спектра на побудовану осьову лінію локусу будемо як функцію полярного кута в діапазоні $[0, 360]$, або для зручності обчислень, $[-180, 180]$. Для цього на сітці кутів tet_n задаємо сіткову функцію зі значеннями W_n . Значення функції проекції $S = Proj(tet)$ для довільного значення кута tet отримуємо за допомогою інтерполяції, наприклад, як інтерполяційний сплайн (рис. 3).

Оскільки координати точок осьової лінії локусу задаються параметрично як функції від параметра tet , то кожній точці осьової лінії можна поставити у відповідність значення проекції спектра в цю точку, а саме $Proj(tet)$.

Таким чином, у результаті обробки первісний спектр, що має форму двовимірної поверхні (див. рис. 1), спочатку набуває дискретної і вже одновимірної по суті форми при проектуванні даних на систему інтервалів по полярному куту tet , а після інтерполяції набуває вигляду безперервної одновимірної залежності щільності спроектованих даних на осьову лінію локусу (див. рис. 3), а також у формі одновимірної залежності густини від полярного кута tet (рис. 4).

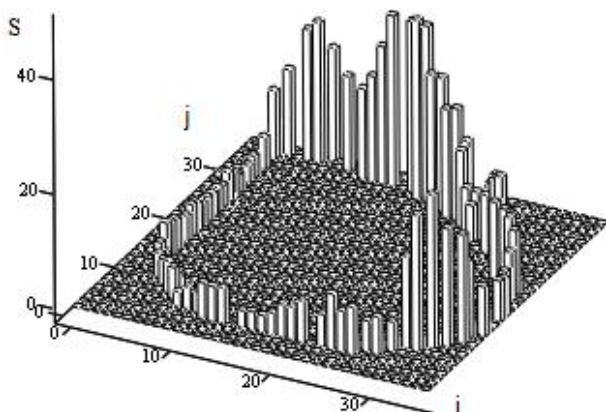


Рис. 3. Проекція модельного 2D спектра на осьову лінію локусу.

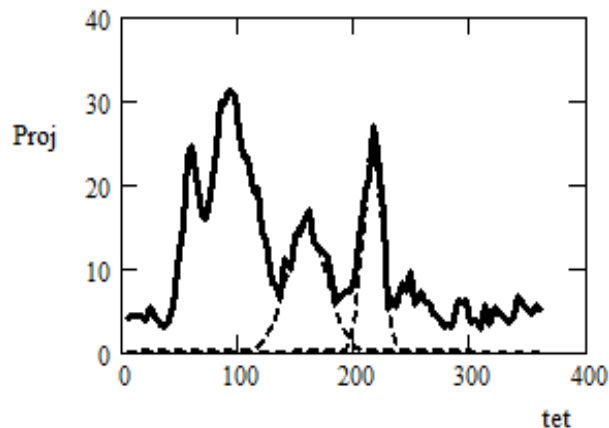


Рис. 4. Щільність даних вздовж осьової лінії локусу як функція полярного кута tet (лінія). У цій формі даних піки досить добре розділені (пунктир).

Зазначимо, що при переході від дискретної форми даних до безперервної змінюється сенс одержуваних величин. Спочатку це число відліків, наприкінці – щільність розподілу числа відліків уздовж осьової лінії локусу.

При бажанні для будь-якого відрізка осьової лінії спроектовані на нього дані можуть бути перетворені в проекцію на вісь координат $E1$ або на вісь $E2$. При цьому аналіз проекції для вибраного відрізка осьової лінії локусу зручно провести для залежності у вигляді, як на рис. 4, тобто, у вигляді одновимірної залежності від tet , для якої немає проблеми накладання піків. Потім результат аналізу можна перенести через проекцію відрізка осьової лінії на осі декартових координат і отримати залежність характеристик, що цікавлять нас, від параметрів $E1$ або $E2$. Цей перехід робиться на основі співвідношення між енергіями $E1$ (або $E2$) та кутом tet , отриманими при побудові осьової лінії локусу.

1. О.К. Gorpinich, О.М. Povoroznyk. $\alpha + t$ three-body reactions and excited levels of lightest nuclei. Ядерна фізика та енергетика 1(19) (2007) 53.
2. J. Krug, U. Nocken. Kinematical analysis the data from three-particle reactions by statistical methods. Nucl. Instrum. Meth. 138 (1976) 489.

ПОШУК АЛЬФА-РОЗПАДУ ПРИРОДНИХ ІЗОТОПІВ НЕОДИМУ

**Н. В. Сокур¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Р. С. Бойко^{1,4}, Ф. Капелла^{5,6}, В. Карачіоло^{2,3}, Р. Черулі^{2,3},
Ф. А. Даневич^{1,2}, А. Інчікитті^{5,6}, Д. В. Касперович¹, В. В. Кобичев¹, М. Лаубенштайн⁷,
А. Леончіні^{2,3}, В. Мерло^{2,3}, О. Г. Поліщук^{1,5}, В. І. Третяк^{1,7}**

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 Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

⁵ Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі, Рим, Італія

⁶ Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁷ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Із семи природних ізотопів неодиму п'ять теоретично є нестабільними відносно α -розпаду. Наразі дослідями встановлено лише α -розпад ^{144}Nd на основний рівень дочірнього ядра з періодом напіврозпаду $2,3 \cdot 10^{15}$ років [1]. Це значення, зокрема, узгоджується і з нашими теоретичними розрахунками. У даному дослідженні використано метод гамма-спектрометрії, тому досліджено лише такі розпади, що супроводжуються випроміненням γ -квантів. У низькофонову установку з чотирьох HPGe детекторів було поміщено зразки Nd_2O_3 загальною масою 2,381 кг. Детекторна система має пасивний захист із надчистої міді (10 см) та свинцю (20 см). Уся установка знаходилася в плексигласовій коробці, яку продували надчистим азотом, щоб прибрати радон. Вимірювання проводили у приміщенні STELLA підземної Національної лабораторії Гран-Сассо (Італія) протягом 51237 год. Досліджуваних розпадів не спостережено, але на 2 - 3 порядки покращено попередньо встановлені обмеження [2 - 4] на періоди напіврозпаду. А саме, нижні обмеження на α -розпад ^{143}Nd , ^{145}Nd та ^{146}Nd оцінено як (попередньо) $2,8 \cdot 10^{19}$ років (рис. 1), $6,1 \cdot 10^{19}$ років (див. рис. 1) та $3,3 \cdot 10^{21}$ років (рис. 2) відповідно (у ^{143}Nd і ^{145}Nd оцінка з урахуванням розпаду на основний та всі можливі збуджені рівні, у ^{146}Nd – на рівень 641,3 кеВ ^{142}Ce) з довірчою ймовірністю 90 %. Нижнє обмеження на α -розпад ^{144}Nd становить $8,9 \cdot 10^{21}$ років (на рівень 1596,2 кеВ ^{140}Ce) (рис. 3). Уперше встановлено обмеження на α - та 2α -розпад ^{148}Nd як $1,2 \cdot 10^{19}$ років та $3,4 \cdot 10^{20}$ років відповідно.

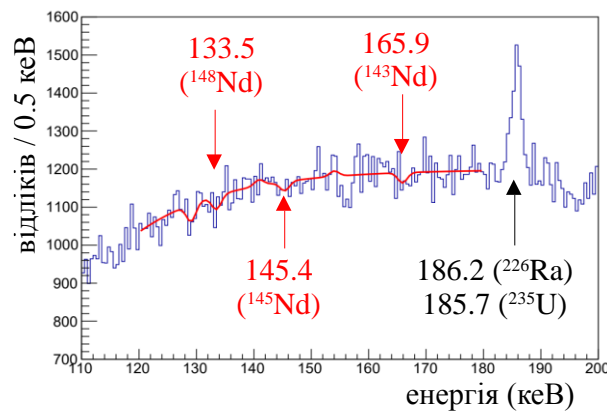


Рис. 1. Низькоенергетична частина спектра. Опис піків 133,5 кеВ (^{148}Nd), 145,4 кеВ (^{145}Nd) і 165,9 кеВ (^{143}Nd).

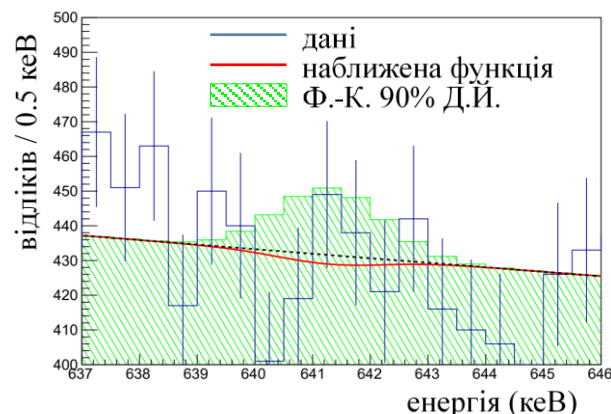


Рис. 2. Пік 641,3 кеВ від ^{146}Nd .

Зеленим показано пік з площею, отриманою методом Фельдмана - Коузіна з 90 % Д.Й.

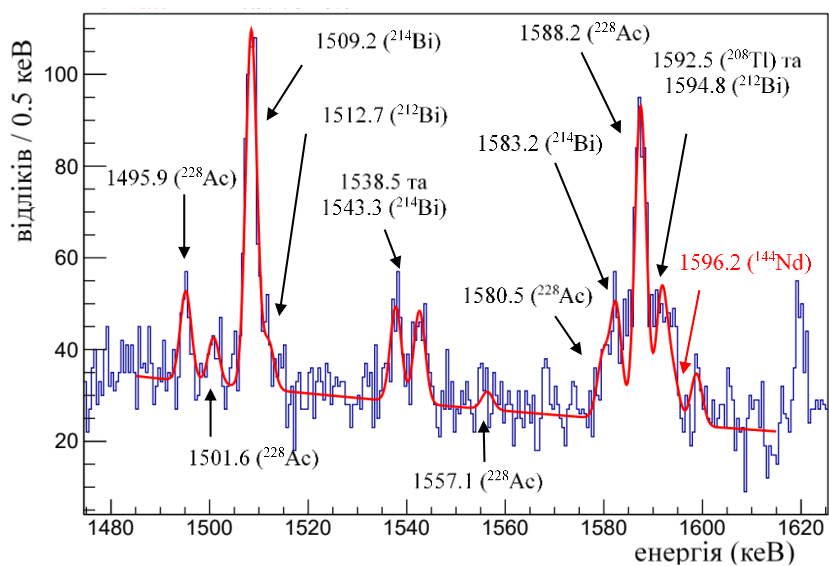


Рис. 3. Опис частини спектра із піком 1596,2 кеВ ^{144}Nd .

1. A.A. Sonzogni, Nucl. Data Sheets for A = 144. Nucl. Data Sheets 93 (2001) 599.
2. G. Kauw, Untersuchungen an angereicherten Isotopen auf natuliche Alphastrahlung, Forschungsber. Landes Nordrhein-Westfalen 1640 (1966).
3. E. Browne, J.K. Tuli. Nucl. Data Sheets for A = 145. Nucl. Data Sheets 110(3) (2009) 507.
4. C. Stengl, H. Wilsenach, K. Zuber. First search for the alpha-decay of ^{146}Nd into the first excited state of ^{142}Ce . Int. J. Mod. Phys. E 24 (2015) 1550043.

РЕАКЦІЯ ОДНОНЕЙТРОННОЇ ПЕРЕДАЧІ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ІОНІВ ^{13}C ПРИ ЕНЕРГІЇ 97 MeV З ЯДРАМИ ^{13}C

Ю. М. Степаненко¹, І. І. Вертегел¹, М. Волінська-Ціхоцька², К. Кемпер³, М. Ковальчик²,
Дж. Колуччі², С. І. Кошій⁴, О. Е. Куцик¹, С. Ю. Межевич¹, О. А. Понкратенко¹, Е. Пясецькі²,
А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек², А. Столаж², А. Тшінська², В. В. Улещенко¹,
О. О. Чепурнов¹, Ю. О. Ширма¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

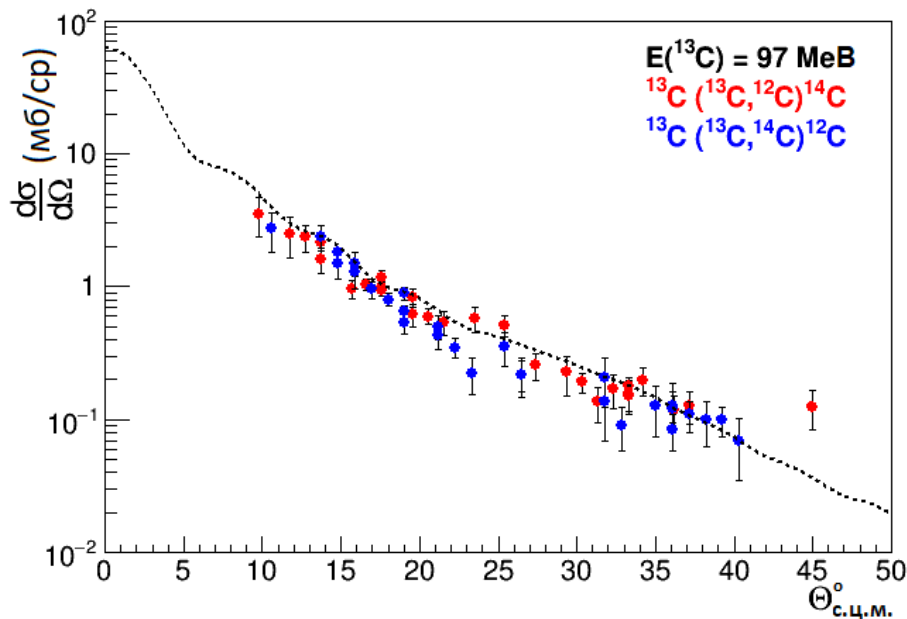
² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Університет штату Флорида, Таллахассі, США

⁴ Циклотронний інститут, Техаський А&М університет, США

В експерименті по вивченню розсіювання іонів ^{13}C на ідентичних ядрах ^{13}C при енергії пучка 97 MeV разом з отриманням даних по розсіюванню [1] одночасно досліджувалися також реакції передачі, зокрема реакція передачі нейтрона $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$. Традиційно дані для реакцій передачі дають змогу отримати інформацію про внутрішню структуру ядер-учасників, а також про їхню взаємодію. Вихідний канал $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ тут викликає особливий інтерес, враховуючи відсутність експериментальних даних пружному розсіюванню в системі $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ при енергії вище $E_{\text{с.ц.м.}} = 25$ MeV, у зв'язку з чим вимірювання мають дати першу експериментальну інформацію про взаємодію $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ в даному енергетичному діапазоні.

У результаті аналізу спектрометричної інформації було побудовано експериментальні диференціальні перерізи реакції $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{LAB}}(^{13}\text{C}) = 97$ MeV ($E_{\text{с.ц.м.}} = 48,5$ MeV) для переходів у основні (рисунок) та збуджені стани ядер ($4,439$ MeV (2^+) ядра ^{12}C , та $6,093$ MeV (2^-) ядра ^{14}C). На рисунку видно, що дані отримані з різних локусів ^{12}C та ^{14}C і показані різними кольорами, узгоджуються між собою в межах похибок.



Диференціальний переріз реакції $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{LAB}}(^{13}\text{C}) = 97$ MeV для основних станів ядер ^{12}C та ^{14}C . Опис теоретичної кривої наведено у тексті.

Отримані експериментальні дані було проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) з використанням програмного коду FRESKO [2]. У розрахунках першопочатково для представлення взаємодії вхідного та вихідного каналів закладався оптичний потенціал типу Вудса - Саксона (WS), одержаний з аналізу пружного розсіювання $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ [1], а також спектроскопічні амплітуди відокремлення нейтронів у ядрах ^{13}C та ^{14}C , отримані в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТИМО) [3] за програмою DESNA [4]. Параметри потенціалу зв'язку кластерів-нейтронів у ядрах ^{13}C та ^{14}C визначалися з підгонки до експериментальних даних. Ще одним вільним

параметром був загальний нормувальний множник, який має бути розподілений між двома спектроскопічними факторами відокремлення нейтронів у двох вершинах $^{14}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C} + n$, $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$. У такому наближенні було отримано цілком прийнятний опис експериментальних даних (див. рисунок) з нормувальним множником, що дорівнює 0,92. Це вказує на адекватність спектроскопічних амплітуд, розрахованих у рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонок та оптичного потенціалу, отриманого з аналізу розсіяння $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$, а також на головний внесок механізму прямої одноступінчатої передачі нейтрона у переріз реакції.

1. О.А. Понкратенко та ін. У кн.: XXVIII щорічна наукова конференція ІЯД НАН України. Анотації до доповідей. Київ, 21 - 25 вересня 2021 року. (Київ, 2021) с. 86.
2. I.J. Thompson. *Comp. Phys. Rep.* 7 (1988) 167.
3. А.Т. Рудчик, Ю.М. Чувильский. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1p-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач. *УФЖ* 30 (1985) 819.
4. А.Т. Рудчик, Ю.М. Чувильский. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1p-оболочки (программа DESNA). Препринт ИЯИ АН УССР КИЯИ-82-12 (Киев, 1982) 27 с.

ДОСЛІДЖЕННЯ РІДКІСНИХ ЯДЕРНИХ РОЗПАДІВ ПРИРОДНИХ ІЗОТОПІВ ПЛАТИНИ

**В. І. Третяк^{1,2}, Б. Вер³, Ф. А. Даневич^{1,4}, Д. В. Касперович¹, Б. М. Кропив'янський¹, Г. Люттер⁵,
Г. Маріссен⁶, О. Г. Полішук^{1,7}, М. В. Романюк¹, Х. Стрех⁶, С. Тесаліна³, М. Хюльт⁶, А. Юнгханс⁸**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національна лабораторія Гран-Сассо Національного інституту ядерної фізики, Ассерджі, Італія

³ Центр дослідження ізотопів ім. Дж. Де Летера, Університет ім. Дж. Куртіна, Бенті, Австралія

⁴ Національний інститут ядерної фізики, відділення в Римі "Тор Вергата", Рим, Італія

⁵ Технічний університет Данії, Роскілле, Данія

⁶ Європейська комісія, Об'єднаний центр досліджень, Гель, Бельгія

⁷ Національний інститут ядерної фізики, відділення в Римі "Ла Сапієнца", Рим, Італія

⁸ Гельмгольц-центр Дрезден-Росендорф, Дрезден, Німеччина

Метою роботи був пошук різних рідкісних розпадів (2b, a, 2a) нуклідів платини, що входять в природну суміш ізотопів. Зразок платини (диск Ø25,0'14,1 мм², чистота 99,95 %) масою 148 г був виміряний у підземній лабораторії Хадес (Бельгія, глибина 225 м) двома HPGe детекторами (~ 340 см³ кожний) впродовж 8946 год. Енергетична роздільна здатність детекторів – ~ 2 кеВ при енергії 1333 кеВ. Були встановлені нові обмеження на періоди напіврозпаду щодо подвійних бета-процесів ($\epsilon\beta^+$, 2ϵ) ¹⁹⁰Pt на рівні 10¹⁴ – 10¹⁶ років (кращі від попередніх до одного порядку по величині) та 2 β -розпаду ¹⁹⁸Pt на перший збуджений рівень ¹⁹⁸Hg 411.8 кеВ ($T_{1/2} > 3,2 \cdot 10^{19}$ років, краще від попереднього на 1 порядок). Було підтверджено спостереження α -розпаду ¹⁹⁰Pt на перший збуджений рівень ¹⁸⁶Os 137,2 кеВ; отримане значення періоду напіврозпаду $T_{1/2} = (2,3 \pm 0,9) \cdot 10^{14}$ років узгоджується з виміряним у першому спостереженні цього розпаду [1]. Отримані перші обмеження на подвійний α -розпад [2] ¹⁹⁵Pt та ¹⁹⁶Pt на рівні $T_{1/2} > 10^{18} - 10^{19}$ років.

Робота частково виконана за підтримки НФД України, грант № 2020.02/0011.

1. P. Belli et al. First observation of a decay of ¹⁹⁰Pt to the first excited level ($E_{\text{exc}} = 137.2$ keV) of ¹⁸⁶Osю Phys. Rev. C 83 (2011) 034603.
2. V.I. Tretyak, Spontaneous double alpha decay: First experimental limit and prospects of investigation. Nucl. Phys. At. Energy 22 (2021) 121.

РОЗРОБКА ТА ТЕСТУВАННЯ ПРОТОТИПУ ЦИФРОВОГО АНАЛІЗАТОРА ІМПУЛЬСНИХ СИГНАЛІВ

Р. Ю. Чаплинський, М. І. Доронін, Т. В. Микитюк, Е. Є. Петросян

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Доступність високоточних засобів ядерних досліджень і ядерної електроніки зокрема, розширює можливості і стимулює розвиток атомної енергетики, екологічної безпеки, ядерно-фізичних досліджень, а також сучасної медицини. З огляду на це дана робота присвячена розробці і тестуванню схемотехнічно простого, доступного, вбудованого модуля цифрового аналізатора імпульсних сигналів (DMCA) на основі програмованої логічної інтегральної схеми (ПЛІС) для обробки сигналів від детекторів іонізуючого випромінювання в реальному часі. У роботі також приведено результати порівняння характеристик розробленого DMCA із серійним аналізатором для детекторів на основі HPGe, як таких, які демонструють найкращу роздільну здатність (ПШПВ) серед сучасних детекторів іонізуючого випромінювання [1].

Вхідна аналогова частина розробленого DMCA є програмованим підсилювачем з коефіцієнтами підсилення 10; 4,5; 2; 1; 0,5; 0,25; 0,1 з функцією зміни полярності вхідного сигналу. Підсилювач організовано безпосередньо на драйвері АЦП AD8139. Сигнал з програмованого підсилювача оцифровується швидким 16-бітним АЦП LTC2208. Обробка цифрового сигналу та керування програмованим підсилювачем реалізована у вбудованому програмному забезпеченні (ВПЗ) ПЛІС Artix7 XC7A100T фірми Xilinx, написаній на Verilog HDL. ВПЗ ПЛІС працює в режимі реального часу синхронно з АЦП, алгоритми і моделювання роботи алгоритмів ВПЗ ПЛІС описано в [2]. Обмін інформацією та керування ПЛІС з персонального комп'ютера відбувається за допомогою мосту UART-USB на мікросхемі CP2104. Розроблений модуль живиться цілковито від USB, що забезпечує простоту у використанні. Для керування модулем та відображення даних розроблено програму емулятора DMCA на Python 3, під OS Windows 7, 10, 11. Модуль здатний працювати в режимах: осцилографа, відображення сформованого спектрометричного сигналу та накопичення і передачі спектра на ПК.

Тестування прототипу модуля відбувалося шляхом порівняння спектрометричних характеристик DMCA з гамма-спектрометричним трактом на основі HPGe детектора GEM60 та цифрового аналізатора DSPEC jr. 2.0 фірми Ortec США. Блок-схема експерименту представлена на рис. 1.

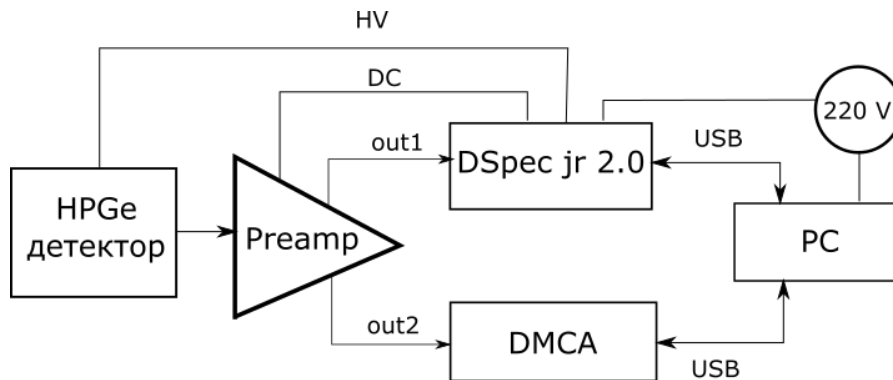


Рис. 1. Блок-схема експериментальної установки.

У ході вимірювань було накопичено гамма-спектри точкового джерела ^{60}Co та об'ємного джерела ($^{152}\text{Eu} + ^{137}\text{Cs} + ^{44}\text{Tl}$) в геометрії посудини Марінеллі об'ємом 1 л. DSPEC jr 2.0 показав ПШПВ по лінії 1332,5 кеВ (^{60}Co) 2,07 кеВ, DMCA – 2,11 кеВ. Для можливості наочного порівняння піків, набраних на аналізаторах з різною кількістю каналів, до спектра з DMCA застосовувався масштабний коефіцієнт $\times 4.1$ (рис. 2). Залежність ПШПВ від енергії в спектрі ($^{152}\text{Eu} + ^{137}\text{Cs} + ^{44}\text{Tl}$) показана на рис. 3. Аналіз інтегральної нелінійності тракту (див. рис. 3) проводився через порівняння позиції піків на спектрах джерела $^{152}\text{Eu} + ^{137}\text{Cs} + ^{44}\text{Tl}$ в програмі Interspec [3].

У результаті роботи розроблено схемотехнічне рішення, друковану плату, програмне забезпечення емулятора та ВПЗ ПЛІС, проведено монтаж компонентів та налагодження плати схемотехнічно простого, доступного, вбудованого модуля цифрового аналізатора імпульсних сигналів на основі ПЛІС для роботи в реальному часі. У результаті тестування модуля через порівняння із серійним аналізатором та HPGe детектором отримано спектрометричні характеристики, що наведені в Таблиці.

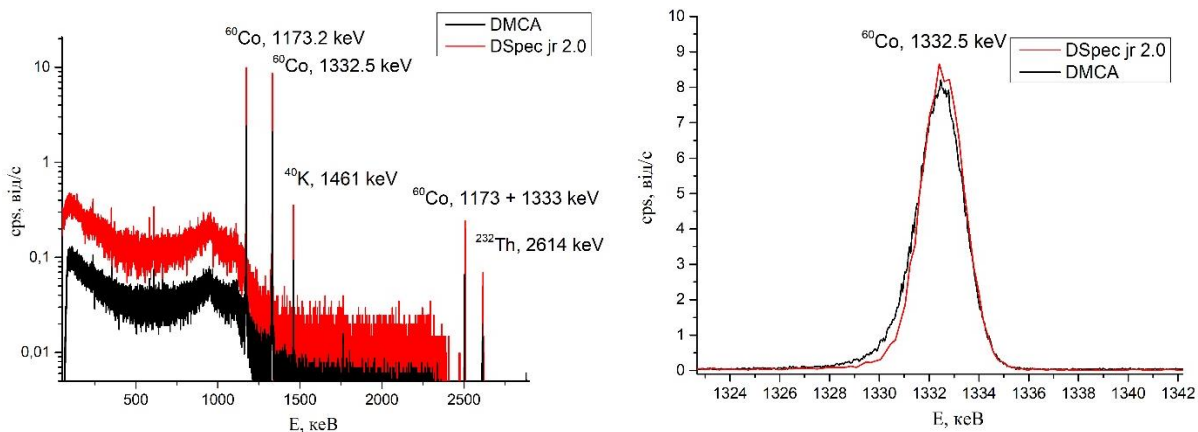


Рис. 2. Порівняння спектрів ^{60}Co , набраних на DSPEC jr 2.0 і розробленому модулі DMCA.

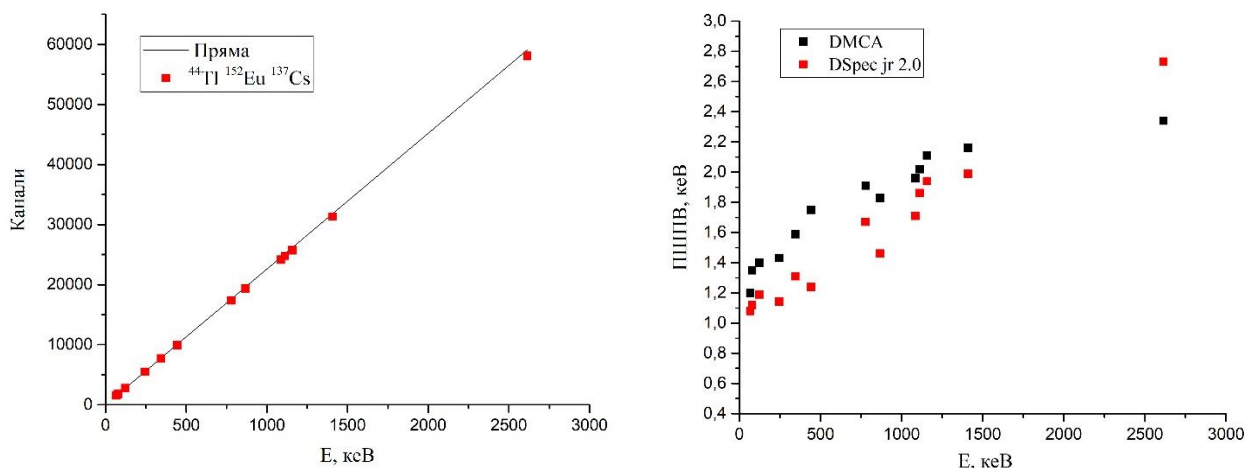


Рис. 3. Інтегральна нелінійність та роздільна здатність DMCA та DSPEC jr 2.0.

Порівняння спектрометричних характеристик

Аналізатор	FWHM ^{152}Eu (121 кеВ), кеВ	FWHM ^{60}Co (1332,5 кеВ), кеВ	INL, %	Канали	FW1/5M, кеВ ^{60}Co (1332,5 кеВ), кеВ
DSPEC jr 2,0	1,19	2,07	$\pm 0,19$	16384	3,17
DMCA	1,4	2,11	$\pm 0,18$	65508	3,37

У подальшому, планується підвищити чутливість алгоритму компенсації полюс-нуль для поліпшення ПШПВ, розробити алгоритм лінеаризації сигналу з АЦП та провести випробування промислового зразка DMCA з різноманітними серійними детекторами та аналізаторами іонізуючого випромінювання.

1. G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 4th ed. (Wiley, Hoboken, 2010).
2. Р.Ю. Чаплинський та ін. Дослідження цифрових алгоритмів формування спектрометричного сигналу гамма-спектрометрів на основі германієвих детекторів. У кн.: Міжнародна конференція «Ужгородська школа з атомної фізики та квантової електроніки до 100-річчя від дня народження професора Івана Прохоровича Запісочного». Зб. матер. конф., Ужгород, 26 - 27 травня (Ужгород, 2022) с. 99.
3. <https://sandialabs.github.io/InterSpec>

ПЕРСПЕКТИВИ ВПРОВАДЖЕННЯ ТЕХНОЛОГІЙ ММР В УКРАЇНІ

В. І. Борисенко

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

Малі модульні реактори (ММР) – це сучасні ядерні реактори потужністю енергоблока до 300 МВт (ел.). Деякі з переваг ММР пов'язують з їхньою конструкцією: вони невеликі і модульні. ММР можна розміщувати в місцях, що не підходять для потужних АЕС. Збірні модулі ММР можна виготовити заздалегідь, а потім привезти та встановити на майданчику, що робить будівництво їх більш доступним порівняно з реакторами великої потужності.

Порівняно з діючими ядерними реакторами пропонувані конструкції ММР є в цілому більш простими, а концепція безпеки для ММР часто більшою мірою спирається на пасивні системи і такі властиві цим реакторам внутрішні характеристики безпеки, як мала потужність та низький робочий тиск. Це означає, що для виконання функцій безпеки не потрібно втручання людини чи зовнішньої енергії чи сили, оскільки пасивні системи покладаються на фізичні явища, такі як природна циркуляція, конвекція, гравітація та створення підвищеного тиску. Завдяки цьому у деяких випадках усувається або значно знижується ймовірність небезпечних радіоактивних викидів у навколишнє середовище.

Можливість використання технологій ММР слід розглядати у контексті розвитку всієї об'єднаної енергетичної системи (ОЕС) України, розвитку економіки країни й інтеграції ОЕС України в європейську ОЕС. Оскільки, внаслідок військової агресії росії, енергетика й економіка України зазнали і продовжують зазнавати колосальних руйнувань та втрат, масштаби яких ще до кінця навіть не встановлено, навряд чи можливо сподіватися на «нормальне» функціонування ОЕС не тільки в короткостроковій, але й у середньостроковій перспективах. Впровадження технологій ММР можуть бути одним з напрямків розвитку ОЕС України у разі підтвердження їхніх техніко-економічних переваг перед «традиційними» реакторними технологіями.

Однак, станом на 2023 р., погляди деяких фахівців стосовно розв'язання енергетичних проблем України на основі «перспективних» технологій ММР ще не мають належного техніко-економічного і наукового обґрунтування, а також не підтверджуються необхідною апробованою практикою, оскільки у світі такі реактори ще тільки розробляються. Сьогодні можна тільки констатувати, що застосування при виробництві електроенергії технологій ММР буде більш дорожчим порівняно з використанням традиційної, апробованої технології експлуатації ядерних енергоблоків потужністю ~ 1000 МВт.

Технології ММР широко обговорюється у науково-технічних публікаціях як один із шляхів можливого перспективного розвитку ядерної енергетики. Але, появу першого енергоблока, побудованого за технологією ММР, можна очікувати через 5 - 6 років, а результати референтного досвіду з експлуатації першого блока ще через ~ 5 років.

Станом на 2023 р. NuScale є поки що єдиним проектом ММР, який пройшов основні етапи ліцензування в Комісії з ядерного регулювання (NRS) США. Необхідно відзначити, що процес ліцензування в NRC пройшов проєкт NuScale потужністю 50 МВт (ел), який не планується до будівництва. А до проєкту NuScale потужністю 77 МВт (ел), який поки що планується до будівництва, надання документів до NRC для отримання ліцензії на будівництво і експлуатацію заплановано тільки на січень 2024 р. Тому в найкращому випадку перший модуль NuScale зможе бути побудований у США через 6 - 7 років.

Необхідно зазначити, що зміна потужності проєкту NuScale відбувалася вже неодноразово: починалося у 2003 р. з потужності 35 МВт; у 2009 р. 40 МВт, у 2016 р. 50 МВт (саме цей проєкт проходив ліцензування в NRC), у 2018 р. 60 МВт, і поки що останній на сьогодні проєкт потужністю 77 МВт.

Залишилися і технічні питання до проєкту NuScale у NRC:

- до конструкції парогенератора (не апробовано конструкцію);
- не своєчасне спрацювання системи аварійного охолодження активної зони;
- аналіз аварій з розчиненням бору у нижній камері змішування реактора.

Таким чином, терміни реалізації проєкту NuScale переносяться, а під час процесу ліцензування, були виявлені різні проблеми з безпеки. Тому слід чекати на нові затримки.

Проєкт NuScale це єдиний проєкт, який фінансово підтримується Департаментом енергетики (DOE) США. Станом на березень 2020 р. федеральний уряд США виділив на проєкт NuScale 314 млн

дол. США, при загальних витратах на проєкт 957 млн дол. США [1]. Враховуючи затримки в реалізації проєкту NuScale DOE погодилося надати «нову багаторічну премію у номінальній сумі 1,4 млрд дол. США» [1].

Що стосується вартості електроенергії, яка буде вироблятися на АЕС з модулями NuScale, то нижня межа становить 58 \$/МВт·г – така оцінка вартості була станом на 2020 р. У січні 2023 р. проєктна команда NuScale підготувала нові орієнтири з економічних характеристик. Зокрема, очікувана вартість електроенергії з ММР NuScale досягла 89 \$/МВт·г (для реакторів PWR-1000 в середньому 60 \$/МВт·г).

Поки що єдиним у США замовником проєкту безвуглецевої енергетики (CFPP – Carbon Free Power Project) з модулями NuScale є американська асоціація UAMPS (Utah Associated Municipal Power Systems). Передбачається, що замовник отримає для свого проєкту станцію VOYGR, що складається з шести реакторних модулів “NuScale Power Module” потужністю 77 МВт(ел) кожний.

Поточна оцінка вартості станції VOYGR становить 9,336 млрд дол. США. З них на підготовчій стадії, яка закінчиться у липні 2026 р., буде витрачено 2,682 млрд дол. США, а витрати на стадії будівництва (серпень 2026 р. – грудень 2030 р.) досягнуть 6,654 млрд дол. США. Таким чином, очікувана вартість встановленого кВт потужності вже становить ~ 14400 \$/кВт, що в декілька разів перевищує проєктну вартість для сучасних ядерних енергоблоків великої потужності. З урахуванням вартості робіт за проєктом CFPP на підготовчій стадії вартість встановленого кВт потужності становить ~ 20200 \$/кВт.

Наприклад, компанія Rolls-Royce у Великій Британії пропонує свій 470 МВт PWR як такий, що має ціну від 1,8 до 2,2 млрд дол. США за реактор, що становить ~ 4200 \$/кВт.

Таким, чином, поки що зарано говорити про інвестиційну привабливість проєкту ММР NuScale і проєктів інших фірм навіть теоретично, а тим більше практично, тому що всі проєкти ще знаходяться у стадії ліцензійного процесу.

Перелік перспективних проєктів ММР може бути техніко-економічно обґрунтовано тільки за фактом їхнього будівництва і введення в експлуатацію. Перевагу можуть отримати проєкти ММР компаній, які пропонують апробовані технології та мають досвід проєктування, будівництва та експлуатації ядерних енергоблоків, наприклад, AP300, BWRX-300. Переважна більшість проєктів ММР пропонуються компаніями, для яких це буде перший досвід з проєктування ядерних енергетичних установок, наприклад: NuScale, SMR-160 (Holtec).

При проведенні оцінки безпеки проєктів ММР необхідно враховувати, що очікувані поточні експлуатаційні витрати, а також витрати на зняття з експлуатації ММР порівняно із сучасним ядерним енергоблоком великої потужності також будуть вищими. Так наприклад,

- витрати на обслуговування та ремонт тепломеханічного і електромеханічного обладнання (турбіна, генератор, якого за кількістю буде у ~ 10 разів більше на 1 ГВт встановленої потужності) будуть більше порівняно із сучасними реакторними установками;

- паливна складова на одиницю виробленої енергії буде у ~ 1,5 ÷ 2 рази більше порівняно із сучасними реакторними установками;

- обсяги відпрацьованого ядерного палива на одиницю виробленої енергії будуть у ~ 1,5 ÷ 2 рази більше порівняно з обсягами ВЯП від сучасних реакторних установок;

- обсяги радіоактивних відходів на одиницю виробленої енергії під час експлуатації, а також і під час зняття з експлуатації ММР будуть у 2 ÷ 30 разів більше порівняно із сучасними реакторними установками [1, 2].

Таким чином, доцільність прийняття рішень щодо впровадження технології ММР в Україні можна буде науково обґрунтувати тільки після аналізу реальних техніко-економічних показників у разі реалізації проєктів ММР у інших країнах.

1. M.V. Ramana. Eyes Wide Shut: Problems with the Utah Associated Municipal Power Systems Proposal to Construct NuScale Small Modular Nuclear Reactors. [Oregon Physicians for Social Responsibility. Oregon PSR, September 2020.](#)
2. L.M. Krall, A.M. Macfarlane, R.C. Ewing. Nuclear waste from small modular reactors. [PNAS 119 \(23\) \(2022\) 1.](#)

METHODOLOGY FOR THE PREPARATION OF RECOMMENDATIONS FOR EXTENSION OF THE RESOURCE OF THE EXISTING AND NEWEST ELEMENTS OF REACTOR VESSEL INTERNALS

D. V. Breslavsky¹, O. A. Tatarinova¹, S. O. Karpov², G. D. Tolstolutska²

¹ National Technical University “Kharkiv Polytechnic Institute”, Kharkiv, Ukraine

² National Science Centre “Kharkiv Institute of Physics and Technology”,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, Ukraine

The nuclear reactors of Ukrainian nuclear power stations have a long service life. Due to this, there is a need to assess the reliability and durability of the structural elements of the reactors in order to analyze the possibility of extending their service life. First of all, this problem concerns reactor vessel internals, in which long-term exposure at elevated temperatures and loads together with high doses of irradiation causes irreversible degradation of material properties and can lead to unacceptable deformation and fracture.

Due to the high duration, cost, laboriousness, and danger associated with the effect of radioactive irradiation, which exists during the experimental study of long-term physical and mechanical properties of the reactor’s structural elements, recently the task of analyzing the possibilities of extending their resource values is being solved using numerical calculation methods. The paper is devoted to the presentation of the main approaches, the developed method of numerical modeling, and the description of the methodology for the preparation of recommendations for extending the service life of the structural elements of the reactor vessel internals.

For numerical modeling, a method has been developed. It is based on a combination of the Finite Element Method (FEM) with finite difference methods of time integration [1, 2]. In order to adequately reproduce the processes of deformation and accumulation of hidden damage under a complex stress state, the constitutive equations have been developed [3, 4]. They take into account the irreversible processes of irradiation and thermal creep, radiation swelling, accumulation of hidden damage due to irradiation exposure, and hydrogen embrittlement.

The numerical calculations take into account the heterogeneous thermal state of the structural element, mechanical loads, and neutron irradiation. An approach to take into account the cyclical operation of the reactor is proposed. It uses the method of asymptotic expansions and averaging over the period of cyclic action of loading and temperatures.

Levels and values corresponding to operational data from Ukrainian reactors of the WWER type are considered. As an example of the performed numerical analysis, we present the data from the assessment of the stress-strain state and hidden damage accumulation in the material of the core baffle of the WWER 1000 reactor.

Preliminary calculations were performed in a general 3D statement. The results obtained made it possible to move to 2D modeling using the plane strain approach for detailed analysis. As an example, Fig. 1 shows a cross-section of the reactor core baffle with the distribution of von Mises strains that will occur over 60 years of operation.

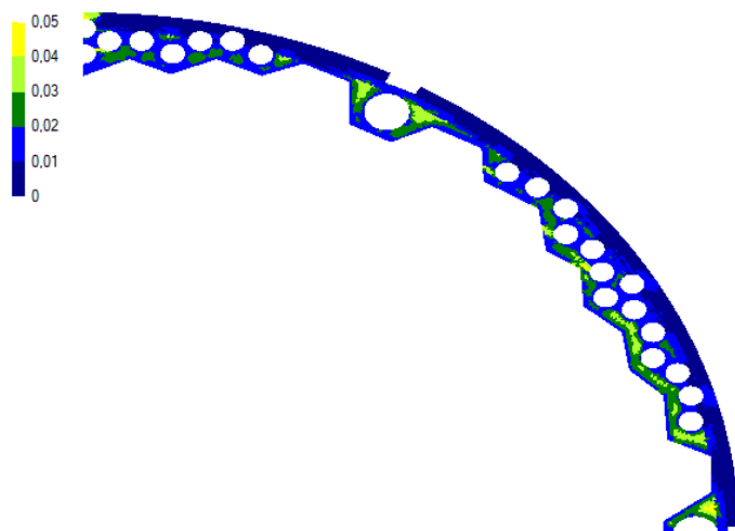


Fig. 1. Distribution of von Mises strains. Cross section of the core baffle model. The calculation for the operating time of 60 years. Consideration of the cyclic character of irradiation creep and swelling. Operating cycle parameters: 8 months with 1 month decommissioning.

The cyclic nature of irradiation creep and swelling is taken into account. The maximum strains are equal to 5 %, and in other cross-section sites, they do not exceed 1 %. Fig. 2 contains a distribution of the damage parameter for a fragment of the baffle cross-section model. Damage accumulation due to irradiation and hydrogen embrittlement is taken into account. The calculation results, taking into account the worst operating conditions, show that after approximately 38 years of operation, an initiation of macroscopic defect on the inner surface is possible.

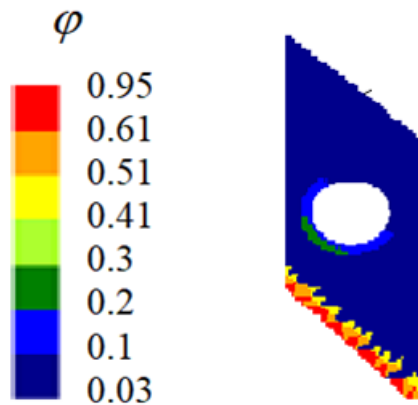


Fig. 2. Distribution of the damage parameter. Taking into account the damage accumulation due to irradiation and hydrogen embrittlement. The calculation for the operating time of 38 years. Fragment of a core baffle model, cross-section.

Based on the results of many years of investigations using computer modeling, the conclusions, and recommendations obtained, the basis of a simplified methodology for preparing recommendations for extending the life of existing and new reactor vessel internals, which can be used using only calculation methods, has been formulated for Finite Element engineering analysis. It can be briefly presented as follows.

It is necessary to build a finite element model of a structural element. For this, a solution to the thermoelastic problem and determining the places with the highest stress level is necessary. Further, one has to determine the surfaces with the maximum level of dose accumulation rate and temperature level. It is on these surfaces the hidden fracture is likely to end. The time to failure can be approximately estimated due to the integration of the evolution equation for the damage parameter for the maximum value of the equivalent stress, which is determined from experimental data by a combination of the invariants of the stress tensor (the most common case is the use of the second invariant, the von Mises stress) and the maximum temperature value. The obtained results can be used in the analysis of various existing options for operating conditions as well as the selection of the parameters in the case of new equipment design.

Such a simplified methodology has to be checked in the future during the modelling of structural elements of reactor vessel internals with calculation schemes as close as possible to real ones.

1. D.V. Breslavsky, Y.N. Korytko, O.A. Tatarinova. *Design and Development of Finite Element Method Software* . Textbook. (Kharkiv, NTU “KhPI”, 2017) 232 p. (Ukr)
2. D.V. Breslavsky. *Deformation and Long Term Strength of Structural Elements of Nuclear Reactors* (Kharkiv, NTU “KhPI”, 2020) 249 p. (Ukr)
3. D. Breslavsky et al. Deformation and damage of nuclear power station fuel elements under cyclic loading. *Journal of Strain Analysis for Engineering Design* 54(5-6) (2019) 348.
4. D. Breslavsky et al. Stress-Strain State of Nuclear Reactor Core Baffle Under the Action of Thermal and Irradiation Fields. *Advanced Structured Materials* 157 (2021) 279.

РЕАЛІЗАЦІЯ ПРОГРАМИ ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ ЕНЕРГОБЛОКІВ ВВЕР-1000 ПРИ ПЕРЕХОДІ НА ПАЛИВНІ ЗБІРКИ ТВЗ-WR

**В. М. Буканов¹, О. В. Гриценко¹, С. А. Радченко², В. М. Ревка¹,
О. В. Тригубенко², Е. М. Чалий², Л. І. Чирко¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

Для контролю за зміною властивостей металу корпусів реакторів (КР) ВВЕР протягом усього періоду експлуатації енергоблока реалізуються програми зразків-свідків (ЗС). У реакторах ВВЕР-1000 АЕС України контейнерні збірки (КЗ), що містять контейнери зі ЗС розташовуються у спеціальних стаканах, приварених до верхнього торця вигородки реактора. Штатна програма ЗС включає одно- або двоярусні КЗ. Усі програми ЗС для блоків ВВЕР розроблялися в умовах застосування тепловидільних збірок (ТВЗ) радянського/російського виробництва з урахуванням відомих нейтронно-фізичних характеристик паливних завантажень. Однією з основних характеристик був розподіл густини потоку нейтронів (ГПН) по висоті активної зони (АЗ) і ГПН, яким опромінювалися внутрішня стінка КР і ЗС, оскільки ця інформація давала можливість отримати прогнозні дані про стан металу КР за результатами досліджень ЗС. Так, з використанням паливних касет ТВЗ-А інтенсивність опромінення нейтронами ЗС нижнього ярусу КЗ у 2 - 2,5 рази вища порівняно з КР, а ГПН на ЗС верхнього ярусу близька до ГПН на внутрішню стінку КР [1]. Такий режим опромінення та встановлені нормативні строки вивантаження комплектів ЗС вказували на мету програми ЗС – здійснювати контроль стану металу КР на період проектної експлуатації 40 років через дослідження ЗС перших трьох комплектів, що містять двоярусні КЗ. На випадок понадпроектної експлуатації енергоблока мали слугувати три комплекти з одноярусними КЗ, однак за умови їхньої модернізації для можливості отримання прогнозних даних.

Модернізація одноярусних КЗ на енергоблоках ВВЕР-1000 АЕС України здійснюється за підходом, розробленим фахівцями ІЯД НАН України. Суть підходу полягає у переміщенні контейнерів зі зразками з верхнього ярусу на нижній і повороті збірки на 180° [2]. Реалізація підходу дає змогу вирівняти накопичений флюенс на ЗС та прискорити подальше накопичення флюенсу зразками орієнтовно у 3 рази. Модернізація одноярусних КЗ успішно застосовується для енергоблоків № 1 ПАЕС та № 3 ПАЕС.

Починаючи з 2010 р. на енергоблоках ВВЕР-1000 розпочато дослідно-промислову експлуатацію паливних збірок ТВЗ-WR виробництва компанії Westinghouse, а в кінці 2019 р. енергоблок № 3 ПАЕС отримав дозвіл на промислову експлуатацію палива Westinghouse. У подальшому очікується, що паливні збірки ТВЗ-WR будуть експлуатуватися на всіх енергоблоках ВВЕР-1000.

Особливістю ТВЗ-WR є наявність бланкетів – зон з ураном природного збагачення висотою 15 см зверху і знизу паливних ділянок твелів. Бланкети у верхній частині твелів знижують ГПН над АЗ і, як результат, у місцях розташування ЗС. Величину такого зниження оцінено розрахунково-експериментальним методом для змішаного завантаження ТВЗ-WR і ТВЗ-А та розрахунковим методом для енергоблока з повним завантаженням збірками ТВЗ-WR. У першому випадку ГПН на ЗС знизилася щонайменше в 1,5 рази, у другому – у понад 2 рази. Суттєве зниження ГПН у місцях розташування ЗС практично нівелює ефект від модернізації одноярусних КЗ та вимагатиме пошуку нових шляхів отримання прогнозних даних за ЗС.

У даній роботі зроблено огляд проблеми, пов'язаної з реалізацією програми ЗС при впровадженні паливних збірок ТВЗ-WR на енергоблоках ВВЕР-1000, а також розглянуто варіанти вирішення задачі накопичення ЗС випереджаючого флюенсу нейтронів та отримання прогнозних даних про стан металу КР у період довгострокової експлуатації при переході на паливні збірки ТВЗ-WR.

Серед основних варіантів вирішення задачі розглянуто такі:

– застосування підходу інтегральної програми – доопромінення ЗС у реакторі такого ж типу, в якому експлуатуються паливні збірки без бланкетів (наприклад, на даний час касети ТВЗ-А, а в перспективі ТВЗ іншого альтернативного постачальника);

– максимально можливе видовження модернізованої одноярусної КЗ та, відповідно, занурення контейнерів зі ЗС у штатному місці (стакані) на вигородці реактора, що дасть змогу наблизити їх до АЗ;

– пошук більш оптимальної схеми модернізації одноярусних КЗ через одночасне вивантаження декількох КЗ та зосередження уваги на дослідженні критичних матеріалів;

– опромінення зразків у транспортних каналах вигородки;

– доопромінення зразків у каналах дослідницького реактора.

У роботі також проаналізовано переваги і недоліки можливих шляхів вирішення задачі отримання прогнозних даних про стан металу КР за ЗС, а також умови, за яких може бути застосовано розглянуті варіанти.

1. Типовая программа контроля свойств металла корпусов реакторов ВВЭР-1000 по образцам-свидетелям. ПМ-Т.0.03.120-18 (К., Министерство энергетики и угольной промышленности Украины ГП «НАЭК «Энергоатом», 2018) 38 с.
2. О.В. Гриценко та ін. Реалізація першого етапу модернізації однорядних контейнерних збірок зі зразками-свідками металу корпусу реактора ВВЕР-1000 енергоблока № 1 Південноукраїнської АЕС. Ядерна та радіаційна безпека 3(95) (2022) 27.

ДОЗИМЕТРИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ БІЛЯ ЗОВНІШНЬОЇ ПОВЕРХНІ КОРПУСІВ РЕАКТОРІВ ВВЕР

**В. М. Буканов, О. Г. Васильєва, Т. М. Лашко, О. М. Пугач,
Л. В. Ковальова, Л. С. Колесниченко**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Безпека експлуатації реакторної установки (РУ) головним чином залежить від надійності захисних бар'єрів, що перешкоджають виходу продуктів реакції поділу в навколишнє середовище. Для атомних енергетичних установок з водо-водяними реакторами одним з найбільш важливих бар'єрів безпеки є корпус реактора (КР). Тому безумовною вимогою до КР є збереження цілісності при штатних умовах експлуатації та при будь-яких проектних аваріях. У процесі експлуатації реактора під дією нейтронного опромінення відбувається зміна властивостей металу КР, що, врешті, може призвести до його розгерметизації. Отже, забезпечення надійної та безпечної експлуатації реактора і РУ в цілому не можливе без контролю стану металу КР протягом усього призначеного терміну служби. Особливість будови реакторів ВВЕР практично унеможливує безпосереднє визначення радіаційного навантаження елементів конструкції реактора. Здійснення такого контролю призводить до необхідності розробки та впровадження на АЕС систем, які забезпечували б на сучасному рівні реєстрацію нейтронно-фізичних параметрів, що впливають на працездатність елементів першого контуру енергоблока. До таких систем відноситься система моніторингу радіаційного навантаження (СМРН) КР, яка повинна забезпечувати визначення величин функціоналів нейтронного потоку (ФНП), що діє на КР. Така задача була реалізована у відділі проблем дозиметрії ядерних реакторів ІЯД НАН України.

Важливим джерелом інформації про зміну властивостей матеріалів КР в умовах експлуатації АЕС є програма зразків-свідків (ЗС). Разом з тим, результати випробувань ЗС є представницькими тільки в тому випадку, якщо з необхідною точністю відомі умови опромінювання зразків у реакторі та певних зон КР. Тому, правила й норми атомної енергетики вимагають вести облік радіаційного навантаження КР, насамперед флюенсу швидких нейтронів, з моменту початку пуско-налагоджувальних робіт на енергоблоці.

Зараз моніторингу радіаційного навантаження КР ВВЕР здійснюється на всіх енергоблоках АЕС України. Для визначення умов опромінювання, поточного та накопиченого радіаційного навантаження КР використовується розроблена в ІЯД НАН України методика. Методика включає чисельні розрахунки переносу нейтронів у біякорпусному просторі реактора ВВЕР методом Монте-Карло і дозиметричні вимірювання поблизу зовнішньої поверхні КР протягом паливної кампанії.

В [1] показано, що найбільш повно задовольняє специфіку вимірювань біля зовнішньої поверхні КР діючого енергоблока нейтронно-активаційний метод з використанням нейтронно-активаційних детекторів (НАД). Детектори мають виготовлятися з матеріалів, призначених для реакторної нейтронної дозиметрії, що повинно бути підтверджено відповідними сертифікатами.

Аналіз придатності різних НАД для дозиметричних вимірювань поблизу зовнішньої поверхні КР показує, що як представницький набір може бути використаний набір детекторів з ніобію, заліза, титану і міді. Комплекти НАД повинні встановлюватися біля зовнішньої поверхні на рівні характерних зон КР. Азимутальна схема розміщення детекторів на цих рівнях визначається характеристиками паливного завантаження і результатами порівняння розрахункових і експериментальних даних, одержаних за попередні кампанії. Встановлення комплектів НАД проводиться перед початком паливної кампанії, а зняття під час планово-попереджувального ремонту.

У таблиці наведено реакції активації і ядерно-фізичні характеристики їхніх продуктів. Вимірювання опромінених НАД виконуються у відділі проблем дозиметрії ядерних реакторів ІЯД НАН України на спектрометричній установці, до якої входять напівпровідникові НРГ-детектори. Установка забезпечує вимірювання γ -спектрів у діапазоні від 10 кеВ до 3 МеВ, енергетична роздільна здатність якої не перевищує 450 еВ для рентгенівських ліній 16,6, 18,6 і 2,1 кеВ для γ -лінії 1332,5 кеВ, а ефективність реєстрації не менше 40 %.

Реакції активації, що використовуються для дозиметричних вимірювань поблизу зовнішньої поверхні КР, і ядерно-фізичні характеристики їхніх продуктів

Реакція	Продукт реакції	Період напіврозпаду, доба	Енергія γ -квантів, кеВ	Квантовий вихід, %
$^{93}\text{Nb}(n,n')$	^{93m}Nb	5890 (50)	K_α	9,3 (3)
			K_β	1,79 (7)
$^{54}\text{Fe}(n,p)$	^{54}Mn	312,12 (6)	834,848 (3)	99,976 (1)
$^{nat}\text{Ti}(n,x)$	^{46}Sc	83,79 (4)	889,277 (3)	99,984 (1)
			1120,545 (4)	99,987 (1)
$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$	^{60}Co	1925,3 (3)	1173,228 (3)	99,85 (3)
			1332,492 (4)	99,9826 (6)

Значення питомих активностей продуктів реакцій активації на момент закінчення опромінення НАД, які надалі використовуються як опорні при визначенні радіаційного навантаження КР, розраховуються за формулою:

$$A^{\text{exp}} = \frac{e^{\lambda t_w}}{m} \cdot \frac{S(E_\gamma) \cdot C_t \cdot C_d \cdot C_s \cdot C_{sa}(E_\gamma) \cdot C_v}{n(E_\gamma) \cdot \varepsilon(E_\gamma) \cdot t},$$

де λ – стала розпаду продукту реакції активації; t_w – час витримки, тобто час між закінченням опромінення (кампанії) та початком вимірювання; m – маса НАД; $S(E_\gamma)$ – число імпульсів у піку повного поглинання γ -квантів з енергією E_γ що потрапляють у детектор; $n(E_\gamma)$ – квантовий вихід γ -квантів з енергією E_γ ; $\varepsilon(E_\gamma)$ – ефективність реєстрації γ -квантів з енергією E_γ , отримана за допомогою зразкових калібрувальних джерел; t – час виміру; C_t – поправка, що враховує розпад під час вимірювання; C_d – поправка, яка враховує прорахунки за рахунок «мертвого» часу установки; C_s – поправка, яка враховує підсумовування каскадних γ -квантів; $C_{sa}(E_\gamma)$ – поправка, що враховує самопоглинання γ -квантів з енергією E_γ у матеріалі НАД; C_v – поправка, яка враховує відмінність розмірів НАД від розмірів калібрувального джерела.

Обґрунтування достовірності результатів визначення умов опромінення поточного радіаційного навантаження КР здійснюється порівнянням розрахованих і експериментальних значень питомих активностей продуктів реакції активації. Розрахункові значення отримуються на основі розрахунків переносу нейтронів в біякорпусному просторі реактора, а експериментальні - в результаті активаційних вимірювань опромінених НАД. Порівняння розрахункових і експериментальних значень питомих активностей продуктів реакцій активації проводиться в точках, де були розташовані НАД на зовнішній поверхні КР під час опромінення.

Достовірність результатів визначення ФНП на КР вважається достатньо підтвердженою, якщо розбіжність між розрахунковими і експериментальними значеннями питомих активностей продуктів активації НАД не перевищує обґрунтовані межі. Враховуючи рекомендації, такою межею взята величина 20 %.

1. Разработка методических основ системы мониторинга радиационной нагрузки корпуса реактора энергоблока № 4 РАЭС: Отчет по НИР ИЯИ НАНУ (Киев, 2004) 80 с.

БАГАТОФУНКЦІОНАЛЬНИЙ КОМПЛЕКС СИТУАЦІЙНИХ ВПРАВ ЯК НОВИЙ ЕТАП У ПІДВИЩЕННІ КВАЛІФІКАЦІЇ СПЕЦІАЛІСТІВ З ФІЗИЧНОЇ ЯДЕРНОЇ БЕЗПЕКИ

**В. І. Гаврилюк, А. В. Гаврилюк-Буракова, С. С. Драпей,
Б. В. Кайдик, В. В. Пархоменко, А. В. Самсоненко**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Воєнний стан посилив та розширив виклики, які вже постали перед освітою, підготовкою та перепідготовкою персоналу, що виникли ще два роки тому через пандемію COVID-19. Для української системи кваліфікаційних кадрів це випробовування стало ще й своєрідним стимулом, який відкрив вікно нових можливостей, ставши каталізатором давно назрілих модернізаційних змін в освіті дорослих. У Законі України «Про освіту» вже закладено підвалини розвитку цього виду освіти й визнання її результатів, тепер же важливим завданням є законодавчо визначити конкретні механізми цього процесу. Стаття 9 цього Закону визначає серед інших форм освіти дистанційну, мережеву й екстернатну [1]. Максимально ефективно їх можна реалізувати тільки за умови високого рівня цифровізації, дистанціонування й автоматизації освітнього процесу, для чого мають розвиватися три напрями: організаційно-законодавчий, методичний і інфраструктурний.

Багатофункціональний комплекс ситуаційних вправ (Комплекс) створений для реалізації нових рішень методичних та інфраструктурних в області підготовки, перепідготовки кадрів і підвищення кваліфікації персоналу, відповідального за фізичну ядерну безпеку українських установок, підприємств і організацій.

Створений Комплекс використовує нові методи навчання здобувачів курсів підвищення кваліфікації. Знаходячись за межами самого Комплексу, здобувачі мають можливості набути нові практичні компетентності й покращувати отримані раніше компетентності й навички, такі як:

- здатність виявляти й оцінювати ризики ядерним установкам, радіоактивним матеріалам і пов'язаним з ними установкам [2, 3];
- здатність визначати ефективність систем фізичного захисту [4];
- здатність користуватися отриманими знаннями щодо специфічного обладнання, яке використовується в системі фізичного захисту [4];
- здатність забезпечувати працездатність систем фізичного захисту й брати участь у перевірці працездатності таких систем [4].
- тощо.

1. Закон України № 2145-VIII «Про освіту» від 5 вересня 2017 року. Відомості Верховної Ради (ВВР) № 38-39 (2017) ст. 380.
2. *Реагування на РХБЯ загрози підрозділами Національної поліції та ДСНС України*. (Курс практичного використання засобів виявлення РХБЯ загроз). Навч. пос. (США, Офіс Агентства зі зменшення загрози у сфері оборони, 2022) 204 с.
3. *Забезпечення готовності до радіологічних, ядерних подій та надзвичайних ситуацій і реагування на них в Україні*. За ред. С. С. Драпей (К.: НЦДК, 2022) 159 с.
4. *Пульт фізичного захисту: призначення, оперативний персонал пульта та його функції*. За ред. В. І. Гаврилюка (К.: НЦДК, 2022) 314 с.

ОСОБЛИВОСТІ ВИЗНАЧЕННЯ ЛІНІЙНОГО ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ ТВЕЛІВ ВВЕР-1000 ЗА СИГНАЛАМИ ДЕТЕКТОРІВ ПРЯМОЇ ЗАРЯДКИ, РОЗТАШОВАНИМИ В ПЕРИФЕРІЙНИХ ТЕПЛОВИДІЛЬНИХ ЗБІРКАХ

В. В. Горанчук, В. І. Борисенко

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

Безпека та надійність експлуатації палива ВВЕР значною мірою залежать від достовірності визначення лінійного енерговиділення твेलів (ЛЕВ). Для визначення ЛЕВ в СВРК ВВЕР-1000 використовуються сигнали 448 детекторів прямої зарядки (ДПЗ): 64 канали нейтронних вимірювань (КНВ). Кожний КНВ складається з 7 ДПЗ, рівномірно розташованих у КНВ по висоті активної зони. Функціонально ДПЗ – це джерело електронів, які утворюються в емітері при β -розпаді ізотопу ^{104}Rh , який, у свою чергу, утворюється в результаті реакції радіаційного захоплення нейтронів на ізотопі ^{103}Rh . Рух електронів від емітера до колектора ДПЗ створює електричний струм, який можна виміряти в СВРК. Струм ДПЗ пропорційний потоку нейтронів у місці його розташування, а потік нейтронів, у свою чергу, визначає енерговиділення в твелах.

Вклад у сигнал ДПЗ обумовлений такими складовими:

- запізнювальна складова – β -розпад активованих ядер родію (становить $92 \div 95$ % всього сигналу);
- миттєва складова – ефект Комптону, пов'язаний із випромінюванням жорстких фотонів та утворенням електронних пар (приблизно $3 \div 5$ %);
- миттєва складова від реакторних фотонів, що утворюються при поділі палива ($\sim 1,5$ %);
- запізнювальна складова від реакторних фотонів, що випускаються продуктами поділу ядерного палива (~ 1 %);
- фотонний струм лінії зв'язку.

На основі показань ДПЗ у СВРК відновлюється розподіл енерговиділення в активній зоні. Важливою є задача переходу від сигналів ДПЗ до ЛЕВ. Перехідна функція ДПЗ – це співвідношення між струмом ДПЗ та середньою лінійною потужністю шести твелів ТВЗ, що оточують центральну трубку ТВЗ з КНВ. Для кожного типу ТВЗ наперед розраховуються перехідні функції. Перехідні функції ДПЗ не коригуються в процесі експлуатації, тому до точності їхнього визначення висуваються дуже високі вимоги. Також розраховується коефіцієнт навантаження центральних шести твелів, що оточують центральну трубку з КНВ, і який визначається як відношення середнього енерговиділення шести твелів ТВЗ, що оточують ДПЗ, до середнього енерговиділення всіх 312 твелів ТВЗ.

Досліджено вплив місця розташування ТВЗ в активній зоні ВВЕР-1000 на величину коефіцієнта навантаження центральних шести твелів. Моделювання виконувалося в коді MCNP4C [1]. Для цього було побудовано моделі із різними конфігураціями розташування ТВЗ (5 моделей – ТВЗ із ДПЗ зі всіх сторін оточена іншими ТВЗ; та 2 моделі – ТВЗ із ДПЗ розташована на периферії активної зони):

- ТВЗ із ДПЗ збагаченням за ^{235}U – 2,4 %, оточуючі ТВЗ також із збагаченням за ^{235}U – 2,4 %;
- ТВЗ із ДПЗ збагаченням за ^{235}U – 3,9 %, оточуючі ТВЗ також із збагаченням за ^{235}U – 3,9 %;
- ТВЗ із ДПЗ збагаченням за ^{235}U – 3,9 %, оточуючі ТВЗ із збагаченням за ^{235}U – 2,4 %;
- ТВЗ із ДПЗ збагаченням за ^{235}U – 3,9 %, оточуючі ТВЗ із збагаченням за ^{235}U – 4,8 %;
- ТВЗ із ДПЗ збагаченням за ^{235}U – 2,4 %, оточуючі ТВЗ із збагаченням за ^{235}U – 2,4 % та 3,9 %;
- Периферійна ТВЗ № 1 із ДПЗ збагаченням за ^{235}U – 4,39 % (рис. 1);
- Периферійна ТВЗ № 2 із ДПЗ збагаченням за ^{235}U – 4,39 % (див. рис. 1).

Отримані результати розрахунків коефіцієнта навантаження центральних шести твелів представлено в таблиці. Як видно з результатів розрахунку коефіцієнт навантаження центральних шести твелів суттєво залежить від місця розташування ТВЗ в активній зоні.

На рис. 2 наведено результати моделювання внеску окремих твелів ТВЗ в сигнал ДПЗ для периферійної ТВЗ № 1.

Коефіцієнт навантаження центральних шести твелів

Збагачення за ^{235}U	2,4 %	3,9 %	3,9 % (6 - 2,4 %)	3,9 % (6 - 4,8 %)	2,4 % (5 - 2,4 %, 1 - 3,9 %)	Периферійна ТВЗ № 1	Периферійна ТВЗ № 2
Коефіцієнт	0,990	0,988	0,981	0,992	0,986	1,045	1,051

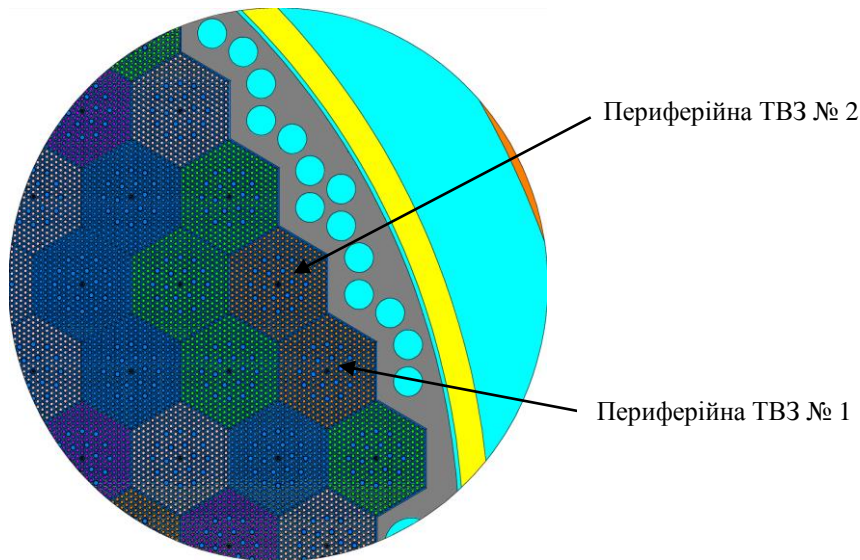


Рис. 1. MCNP-модель периферійних ТВЗ.

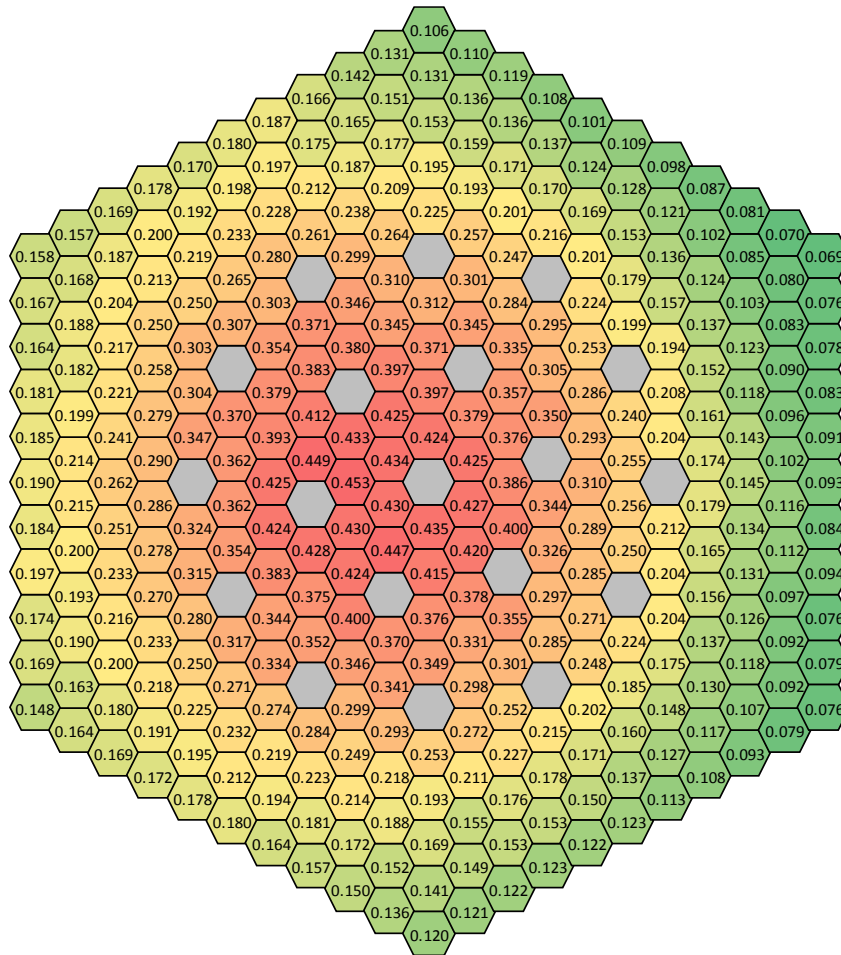


Рис. 2. Внесок окремих твелів ТВЗ у сигнал ДПЗ для периферійної ТВЗ № 1 (у відсотках).

Таким чином, у результаті проведених досліджень визначено, що для зменшення невизначеності при розрахунку ЛЕВ необхідно особливу увагу приділяти саме периферійним ТВЗ. Для периферійних ТВЗ, в яких розташовано КНВ, необхідно окремо визначати коефіцієнт навантаження центральних шести твелів для фактичних картограм завантаження активної зони ВВЕР-1000.

1. MCNP™ – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4C. J.F. Briesmeister (Ed.). LA-13709-M. Issued: March 2000.

ДІЯЛЬНІСТЬ 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 в 1991 р. і в 1996 р. УкрЦЯД було створено як науковий сектор в Інституті ядерних досліджень НАН України. Починаючи з 1998 р., УкрЦЯД входить до мережі Центрів ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ. На сьогодні у світі існує 13 центрів ядерних даних (див. рис. 1 в [1]), напрямки діяльності яких дещо різняться за обсягом та змістом – залежно від статусу центру (регіональний чи національний) та для національних центрів – залежно від фінансової підтримки національними урядами. Але, незалежно від відмінностей, головними задачами для всіх Центрів є 1) збір експериментально отриманих даних, представлення їх у загальновідомому форматі EXFOR та передача до Міжнародної бібліотеки експериментальних ядерних даних EXFOR; 2) розповсюдження ядерно-фізичної інформації, що створена зусиллями всієї наукової спільноти, та інформаційно-наукова підтримка регіональних (для регіональних центрів) чи національних (для національних центрів) користувачів ядерних даних [2, 3].

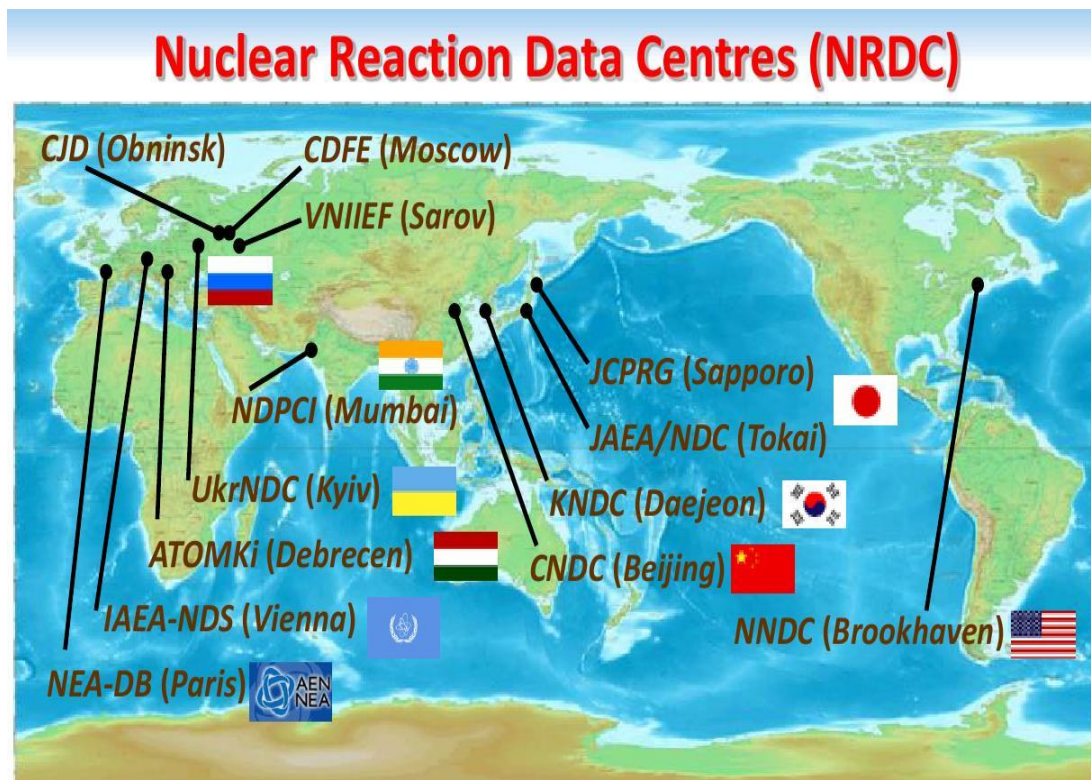


Рис. 1. Мережа центрів ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ.

На сьогодні найбільш оптимальним шляхом для вирішення другої задачі – розповсюдження ядерно-фізичної інформації та інформаційно-наукова підтримка користувачів ядерних даних – 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/index_ukr.html, головна сторінка якого для україномовної версії сайту представлена на рис. 2 (україномовна та англomовна версії сайту ідентичні за змістом).

У доповіді буде надано коротку інформацію про вміст та структуру сайту УкрЦЯД, більш детально зупинившись на розділі «Бази даних», а саме «ENDF/B бібліотеки» та «CSISRS/EXFOR». Також буде надано короткі відомості про правила запису інформації в міжнародній бібліотеці експериментальних ядерних даних CSISRS/EXFOR та можливості системи пошуку [4], а також сформульовано сучасні вимоги до представлення ядерно-фізичної інформації авторами наукових публікацій, що сприятиме оперативному введенню експериментальних даних до міжнародної бази.

English version

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 Центрів ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ.

Головні напрямки діяльності УКРЦЯД

- Інформаційна підтримка запитів 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 Центрів
Публікації	Поточні публікації та доповіді, підготовлені в нашому Центрі та ВНФ
Інші сайти	Адреси основних Центрів 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 67 932 7005, +380 99 622 7484 Факс: 380 44 525 4463
 E-mail: ogritzay@ukr.net

Рис. 2. Головна сторінка україномовної версії сайту УкрЦЯД.

У доповіді буде надано коротку інформацію про результати діяльності Українського центру ядерних даних за весь період існування центру та більш детальну інформацію (за період жовтень 2021 р. - вересень 2023 р.) про компіляцію експериментальних даних, продукуваних українськими вченими.

Також буде проінформовано про можливості УкрЦЯД у підтримці співробітників інституту з отримання програмних продуктів з банку комп'ютерних програм при OECD NEA, Париж, Франція.

1. <https://www-nds.iaea.org/nrdc/>
2. 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.
3. V. V. Zerkin, B. Pritychenko The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval systemю Nucl. Instrum. Meth. A 888 (2018) 31.
4. B. Pritychenko 75 Years of Experimental Nuclear Reaction Data Compilations. [EPJ Web of Conferences 284 \(2023\) 14002](#).

ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ ^{41}Ca В РАДІОАКТИВНИХ МАТЕРІАЛАХ АЕС

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

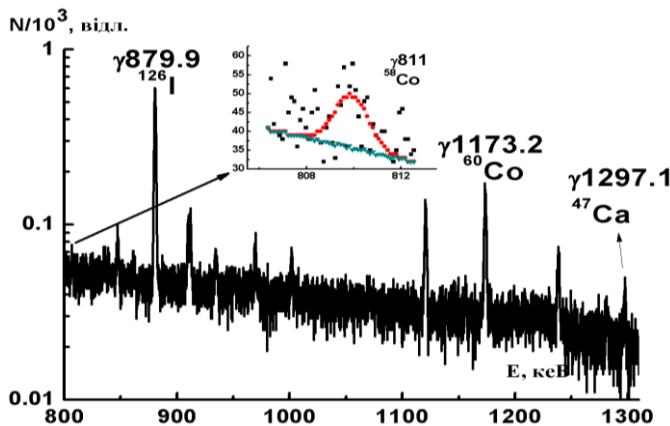
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Оксид кальцію є найбільш поширеним з'єднанням у складі будь-якого бетону, який використовується в біологічному захисті реактора, а ^{40}Ca – найпоширеніший серед природних ізотопів кальцію. Тому активність ^{41}Ca , напрацьована в ході експлуатації атомного реактора з ^{40}Ca може бути суттєвою на фоні інших довгоживучих радіонуклідів, які реєструються в опроміненіх конструкційних матеріалах.

Період напіврозпаду ^{41}Ca становить 103 000 років, розпад супроводжується електронним захватом з подальшим випромінюванням Оже-електронів та низькоенергетичного характеристичного випромінювання з енергією 3,31 кеВ. Радіоізотопи кальцію можуть накопичуватися в кістках, що може викликати серйозні наслідки з плином часу і тому контроль за вмістом ^{41}Ca є дуже важливим. Стандарти для таких ізотопів радіохімічні методи визначення активності не можуть бути застосовані в масштабі сотень тон конструкційних матеріалів, оскільки є занадто складні та дорогі. У той же час фотоактиваційний метод дає змогу досліджувати зразки більшої маси, ніж радіохімічні методи, і потребує менших затрат ресурсів.

Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є визначення активності ^{41}Ca за допомогою фотоактиваційного методу. При цьому дана активність розраховується за допомогою активності «ізоотопу-маркера» ^{60}Co .

Для цього на прискорювачі М-30 Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород) [1] пучком гальмівних γ -квантів з граничною енергією 18,5 МеВ опромінювався зразок сорбенту. Гамма-спектр опроміненого зразку наведено на рисунку.



Фрагмент γ -спектра активованої мішені сорбента. Його маса 13,5 г.

З урахуванням квантових виходів для гамма-лінії 1297,1 кеВ (^{47}Ca) – 74,0 % і для гамма-лінії 810,8 кеВ (^{58}Co) – 99,45 % формула для розрахунку кількостей атомів кальцію та кобальту має вигляд

$$\frac{N(^{48}\text{Ca})}{N(^{59}\text{Co})} \approx 1,34 \frac{N_\gamma(1297,1 \text{ кеВ}) T_{1/2}(^{47}\text{Ca}) e^{-\lambda(\text{Co})t_{\text{охол}}} Y(\text{Co})}{N_\gamma(810,8 \text{ кеВ}) T_{1/2}(^{58}\text{Co}) e^{-\lambda(\text{Ca})t_{\text{охол}}} Y(\text{Ca})}, \quad (1)$$

де $N(^{48}\text{Ca})/N(^{59}\text{Co})$ – відношення числа атомів ізотопів ^{48}Ca та ^{59}Co ; 1,34 – відношення квантових виходів гамма-ліній 810,8 кеВ та 1297,1 кеВ; $N_\gamma(1297,1 \text{ кеВ})$ – число відліків в піку з енергією 1297,1 кеВ з урахуванням ефективності реєстрації спектрометра (у даному випадку 3,5 %); $N_\gamma(810,8 \text{ кеВ})$ – число відліків в піку з енергією 810,8 кеВ з урахуванням ефективності реєстрації спектрометра (у даному випадку 5,2 %); $Y(\text{Ca})$, $Y(\text{Co})$ – середньозважені виходи напрацьовання ^{47}Ca та ^{58}Co відповідно; $\lambda(\text{Ca}) = 0,693/T_{1/2}(^{47}\text{Ca})$ та $\lambda(\text{Co}) = 0,693/T_{1/2}(^{58}\text{Co})$ – сталі радіоактивного розпаду ^{47}Ca та ^{58}Co відповідно, с^{-1} ; $T_{1/2}(^{47}\text{Ca})$ та $T_{1/2}(^{58}\text{Co})$ – періоди напіврозпаду ^{47}Ca та ^{58}Co відповідно, с ; $t_{\text{охол}}$ – час витримки між закінченням опромінення та початком вимірювання відповідно.

Оскільки мішень об'ємна, то самопоглинання даних γ -квантів було розраховано за допомогою коду MCNP-4с [2] та враховано у формулі (1).

Середньозважені виходи реакцій $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ та $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ визначалися за формулою (5) [3]. При цьому використовувались експериментальні дані інших авторів [4, 5].

Підсумкова формула для відношення активностей ^{41}Ca та ^{60}Co має вигляд

$$\frac{A(^{41}\text{Ca})}{A(^{60}\text{Co})} \approx \frac{\lambda(^{41}\text{Ca}) t_{\text{опр}} \sigma_{^{40}\text{Ca}}^n N_{^{40}\text{Ca}}}{\left(1 - e^{-\lambda(^{60}\text{Co}) t_{\text{опр}}}\right) e^{-\lambda(^{60}\text{Co}) t_{\text{охол}}} \sigma_{^{59}\text{Co}}^n N_{^{59}\text{Co}}}, \quad (2)$$

де $A(^{41}\text{Ca})$ та $A(^{60}\text{Co})$ – активності ^{41}Ca та ^{60}Co відповідно, Бк; $\sigma_{^{40}\text{Ca}}^n$ та $\sigma_{^{59}\text{Co}}^n$ – табличні значення перерізів реакцій з тепловими нейтронами на ^{40}Ca та ^{59}Co відповідно, взяті із [6], б; $\lambda(^{41}\text{Ca}) = 0,693/T_{1/2}(^{41}\text{Ca})$ та $\lambda(^{60}\text{Co}) = 0,693/T_{1/2}(^{60}\text{Co})$ – сталі радіоактивного розпаду ^{41}Ca та ^{60}Co відповідно, с^{-1} ; $T_{1/2}(^{41}\text{Ca})$ та $T_{1/2}(^{60}\text{Co})$ – періоди напіврозпаду ^{41}Ca та ^{60}Co відповідно, с; $N_{^{40}\text{Ca}}/N_{^{59}\text{Co}}$ – співвідношення між кількостями атомів ізотопів ^{40}Ca та ^{59}Co . Воно отримується для даного зразка з формули (1) для співвідношення між кількостями атомів ізотопів ^{48}Ca та ^{59}Co після врахування вмісту ^{40}Ca в природній суміші; $t_{\text{опр}}$, $t_{\text{охол}}$ – інтегральна тривалість опромінення та час витримки між закінченням опромінення та початком вимірювання, відповідно. В якості $t_{\text{опр}}$ використовується значення тривалості роботи в ефективних добах, розраховане за величинами енергогенерації E (МВт·добу).

З цих даних було отримано, що активність ^{41}Ca в сорбенті дорівнює $0,45 \pm 0,15$ мкБк/г.

Розроблений фотоактиваційний метод визначення активності ^{41}Ca дає змогу значно спростити його ідентифікацію, контроль та паспортизацію в бетонних конструкційних матеріалах АЕС та різних видах радіоактивних відходів.

1. S.P. Kapica, V.N. Melekhin. *The Microtron* (London: Harwood Academic, 1978) 204 p.
2. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M, 1997.
3. В.О. Желтоножський та ін. Визначення активності ^{63}Ni в конструкційних матеріалах АЕС Ядерна фізика та енергетика 23 (2022) 207.
4. G.J. O'keefe et al. The photonuclear cross section of ^{48}Ca . Nucl. Phys. A 469 (1987) 239.
5. S.C. Fultz et al. Photoneutron cross-sections for ^{51}V and ^{59}Co . Phys. Rev. 128 (1962) 2345.
6. R.B. Firestone. *Table of Isotopes*. 8th ed. (New York: Wiley Interscience, 1996).

ВИЗНАЧЕННЯ ВМІСТУ ^{93}Zr , ^{99}Tc ТА ^{93}Mo В РАДІОАКТИВНИХ МАТЕРІАЛАХ АЕС

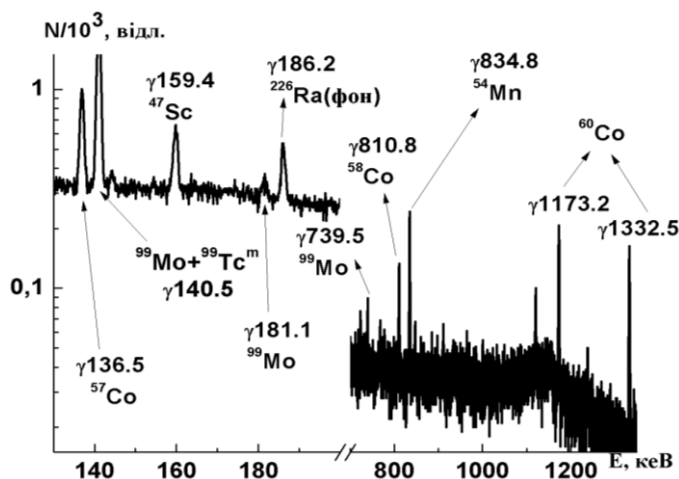
В. О. Желтоножський, Д. Є. Мизніков, А. М. Саврасов, В. І. Слісенко, Л. В. Садовніков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Одним з актуальних завдань, пов'язаних з експлуатацією АЕС є оцінка активностей радіоактивних довгоживучих радіонуклідів, які розпадаються без випромінювання гамма-квантів. Одними з таких радіонуклідів є ядра ^{93}Mo та ^{99}Tc , що утворюються в (n, γ)-реакції на ізотопах молібдену. При активації корпусу реактора можливе також утворення ^{93}Zr , який розпадається на $^{93\text{m}}\text{Nb}$. Розпад усіх цих радіонуклідів (за винятком ^{99}Tc) супроводжується випромінюванням електронів та характеристичного випромінювання. Інтенсивність γ -компоненти при розпаді ^{99}Tc становить лише $6,5 \cdot 10^{-4} \%$.

Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є розробка методики визначення активностей ^{93}Zr , ^{99}Tc та ^{93}Mo через порівняння активностей довгоживучих радіонуклідів, що випромінюють γ -кванти та знаходяться в опромінених конструкційних матеріалах, одночасно з радіонуклідами, які розпадаються без випромінювання гамма-квантів. Цими реперними радіонуклідами є ^{60}Co та ^{94}Tc , які мають періоди напіврозпаду 5,27 років та 293 хв відповідно.

Для цього на прискорювачі М-30 Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород) [1] пучком гальмівних γ -квантів з граничною енергією 18,5 МеВ опромінювалися зразки металів та сорбентів. Гамма-спектр типового опроміненого зразка металу наведено на рисунку.



Фрагмент γ -спектра активованої мішені металу. Його маса 2 г, а тривалість перебування в зоні роботи АЕС 1 рік.

З урахуванням квантових виходів для гамма-лінії 739,5 кеВ (^{99}Mo) – 12,1 % і для гамма-лінії 810,8 кеВ (^{58}Co) – 99,45 % формула для розрахунку кількостей атомів молібдену та кобальту має вигляд

$$\frac{N(^{100}\text{Mo})}{N(^{59}\text{Co})} \approx 8,22 \frac{N_{\gamma}(739,5 \text{ кеВ})\lambda(\text{Co})t_{\text{вим}} e^{-\lambda(\text{Co})t_{\text{охол}}} Y(\text{Co})}{N_{\gamma}(810,8 \text{ кеВ})(1-e^{-\lambda(\text{Mo})t_{\text{вим}}})e^{-\lambda(\text{Mo})t_{\text{охол}}} Y(\text{Mo})}, \quad (1)$$

де $N(^{100}\text{Mo})/N(^{59}\text{Co})$ – відношення числа атомів ізоотопів ^{100}Mo та ^{59}Co ; 8,22 – відношення квантових виходів гамма-ліній 810,8 кеВ та 739,5 кеВ; $N_{\gamma}(739,5 \text{ кеВ})$ – число відліків в піку з енергією 739,5 кеВ з урахуванням ефективності реєстрації спектрометра (в даному випадку 3,5 %); $N_{\gamma}(810,8 \text{ кеВ})$ – число відліків в піку з енергією 810,8 кеВ з урахуванням ефективності реєстрації спектрометра (в даному випадку 5,2 %); $Y(\text{Mo})$, $Y(\text{Co})$ – середньозважені виходи напрацювання ^{99}Mo та ^{58}Co відповідно; $\lambda(\text{Mo}) = 0,693/T_{1/2}(^{99}\text{Mo})$ та $\lambda(\text{Co}) = 0,693/T_{1/2}(^{58}\text{Co})$ – сталі радіоактивного розпаду ^{99}Mo та ^{58}Co відповідно, с^{-1} ; $T_{1/2}(^{99}\text{Mo})$ та $T_{1/2}(^{58}\text{Co})$ – періоди напіврозпаду ^{99}Mo та ^{58}Co відповідно, с ; $t_{\text{охол}}$ – час витримки між закінченням опромінення та початком вимірювання відповідно.

Оскільки мішень об'ємна, то самопоглинання даних γ -квантів було розраховано за допомогою коду MCNP-4c [2] та враховано у формулі (1).

Середньозважені виходи реакцій $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ та $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ визначалися за формулою (5) [3]. При цьому використовувались експериментальні дані інших авторів [4, 5].

Підсумкова формула для відношення активностей ^{93}Mo та ^{60}Co має вигляд

$$A(^{93}\text{Mo}) \approx \frac{A(^{60}\text{Co})\lambda(^{93}\text{Mo})t_{\text{опр}}\sigma_{^{92}\text{Mo}}^n N_{^{92}\text{Mo}}}{\left(1 - e^{-\lambda(^{60}\text{Co})t_{\text{опр}}}\right) e^{-\lambda(^{60}\text{Co})t_{\text{охол}}}\sigma_{^{59}\text{Co}}^n N_{^{59}\text{Co}}}, \quad (2)$$

де $A(^{93}\text{Mo})$ та $A(^{60}\text{Co})$ – активності ^{93}Mo та ^{60}Co відповідно, Бк; $\sigma_{^{92}\text{Mo}}^n$ та $\sigma_{^{59}\text{Co}}^n$ – табличні значення перерізів реакцій з тепловими нейтронами на ^{92}Mo та ^{59}Co відповідно, взяті із [6], б; $\lambda(^{93}\text{Mo}) = 0,693/T_{1/2}(^{93}\text{Mo})$ та $\lambda(^{60}\text{Co}) = 0,693/T_{1/2}(^{60}\text{Co})$ – сталі радіоактивного розпаду ^{93}Mo та ^{60}Co відповідно, с^{-1} ; $T_{1/2}(^{93}\text{Mo})$ та $T_{1/2}(^{60}\text{Co})$ – періоди напіврозпаду ^{93}Mo та ^{60}Co відповідно, с; $N_{^{92}\text{Mo}}/N_{^{59}\text{Co}}$ – співвідношення між кількостями атомів ізотопів ^{92}Mo та ^{59}Co . Воно отримується для даного зразка з формули (1) для співвідношення між кількостями атомів ізотопів ^{100}Mo та ^{59}Co після врахування вмісту ^{92}Mo в природній суміші; $t_{\text{опр}}$, $t_{\text{охол}}$ – інтегральна тривалість опромінення та час витримки між закінченням опромінення та початком вимірювання, відповідно. В якості $t_{\text{опр}}$ використовується значення тривалості роботи в ефективних добах, розраховане за величинами енергогенерації E (МВт·добу).

З цих даних було отримано, що активність ^{93}Mo в металах дорівнює $100 - 150 \pm 20 - 30$ мБк/г. Активність ^{99}Tc становить при цьому $3 - 4,5 \pm 0,6 - 0,9$ Бк/г

Подібні формулам (1,2) отримано формули для розрахунку активності ^{93}Zr в сорбентах. У даному випадку використовується середньозважений вихід реакції $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ [7] та природне співвідношення між ізотопами ^{90}Zr та ^{92}Zr . Було отримано, що активність ^{93}Zr дорівнює 6 ± 2 нБк/г.

Наразі розроблено нові матеріали для АЕС, в яких концентрація молібдену досягає 7,5 %. Легко оцінити, що при тривалій експлуатації активність ^{93}Mo навіть не безпосередньо в зоні великих потоків буде досягати 100 - 200 Бк/г. Це уже знаходиться на рівні ГДК для металів і вказує на те, що контроль за активністю ^{93}Mo обов'язковий. Не дивлячись на те, що активність ^{93}Zr дуже низька, її також слід контролювати, оскільки Zr використовується в активній зоні реактора, де його концентрація досягає 100 % і потік нейтронів вищий на 5 - 6 порядків, ніж у конструкційних матеріалах за межами активної зони реактора.

Розроблений фотоактиваційний метод визначення активностей ^{93}Zr , ^{99}Tc та ^{93}Mo дає змогу значно спростити їх ідентифікацію, контроль та паспортизацію в конструкційних матеріалах АЕС та різних видах радіоактивних відходів.

1. S.P. Kapica, V.N. Melekhin. *The Microtron* (London: Harwood Academic, 1978) 204 p.
2. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M, 1997.
3. В.О. Желтоножський та ін. Визначення активності ^{63}Ni в конструкційних матеріалах АЕС. Ядерна фізика та енергетика 23 (2022) 207.
4. H. Beil et al. A Study of the Photoneutron Contribution to the Giant Dipole Resonance In Doubly Even Mo Isotopes. Nucl. Phys. A 227 (1974) 427.
5. S.C. Fultz et al. Photoneutron cross-sections for ^{51}V and ^{59}Co . Phys. Rev. 128 (1962) 2345.
6. R.B. Firestone. *Table of Isotopes*. 8th ed. (New York: Wiley Interscience, 1996).
7. B.L.Berman et al. Photoneutron cross sections for ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{94}Zr , and ^{89}Y / Phys. Rev. 162 (1967) 1098.

ВИЗНАЧЕННЯ ДОМІШОК У ЗРАЗКАХ СИНТЕЗОВАНИХ ПОРОШКІВ ТИТАНАТУ ДИСПРОЗІЮ Du_2TiO_5 , ЛЕГОВАНИХ МОЛІБДЕНОМ, ТА У ВИХІДНИХ ОКСИДАХ МЕТОДОМ ICP-MS

О. Жуков¹, Д. Кутній², І. Малюк¹, М. Стрільчук¹, В. Тришин¹, І. Чернов²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України, Харків, Україна

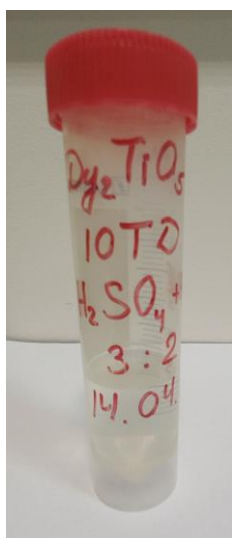
Поглинаючі нейтрони матеріали на основі синтезованих порошоків титанату диспрозію Du_2TiO_5 , леговані оксидом молібдену MoO_3 , знаходять все більше застосування в елементах органів регулювання ядерних реакторів і приходять на зміну традиційному карбиду бору B_4C завдяки їх підвищеній радіаційній стійкості та збільшеному ресурсу.

Контроль елементного складу вихідних оксидів, а також синтезованого титанату диспрозію, є надзвичайно важливим для забезпечення стабільної та безпечної роботи виготовлених з нього елементів управління реактором, оскільки навіть незначна зміна концентрації матричних або домішкових елементів може призвести до істотної зміни їхніх експлуатаційних характеристик. Особливо це стосується домішок рідкісноземельних елементів з високим перерізом поглинання нейтронів, таких як гадоліній, європій та самарій. Таким чином, розробка та вдосконалення аналітичних методів визначення елементного складу таких матеріалів є актуальним завданням для контролю характеристик матеріалів, що використовуються для виготовлення обладнання для об'єктів атомної енергетики.

Метою проведеної роботи була розробка методу аналізу домішкових елементів у синтезованих порошоків титанату диспрозію Du_2TiO_5 , легованих оксидом молібдену MoO_3 , а також у вихідних оксидах Du_2O_3 , TiO_2 та MoO_3 , що використовуються для їхнього синтезу.

Однією з основних проблем будь-якого руйнівного аналітичного методу аналізу, включаючи мас-спектрометрію, є отримання однорідної та представницької проби. У випадку аналізу складних матриць процес підготовки проб стає визначальним для отримання достовірних результатів вимірювань. Для розчинення з подальшим розкладанням важкорозчинних зразків порошоків титанату диспрозію, легованих оксидом молібдену, а також вихідних оксидів Du_2O_3 , TiO_2 та MoO_3 , використовувалася суміш концентрованих кислот $HCl : HNO_3 : H_2SO_4$ у співвідношенні 2 : 2 : 3.

У тефлоновий стакан з аналізованим матеріалом (0,1 - 0,2 г) додавали розчин родієвого внутрішнього стандарту і 14 мл вищезгаданої суміші кислот. Розкладання проб проводили в мікрохвильовій системі ETHOS One (Milestone, Італія), оснащеної двома магнетронами (2 × 900 Вт) за наступних режимів: підвищення температури до 230 °C протягом 20 хв; витримка при заданій температурі 230 °C протягом 25 хв; охолодження проб протягом 50 хв. Незважаючи на проблеми розчинності матриць, що містять оксиди титану, описані у роботах [1, 2], отримані після розкладання проби не містили видимого осаду (рисунок).



Проба розчину Du_2TiO_5 для мас-спектрометричних вимірювань.

Після охолодження отриманих розчинів їх аліквоти по 0,1 мл розбавлялися в 10 мл 2 % HNO_3 для подальшого аналізу за допомогою секторного мас-спектрометра з індукційно-зв'язаною плазмою ICP-MS ELEMENT 2 (Thermo Fisher Scientific GmbH, Німеччина) з такими характеристиками: діапазон аналізованих мас від 2 до 264 а.е.м.; чутливість $\sim 10^6$ імп/с на 1 ppb ^{115}In ; темновий шум $< 0,2$ імп/с; стабільність сигналу краще 1 % протягом 10 хв. Також для врахування внеску домішок, що містяться у використовуваних реактивах, в корисний сигнал паралельно аналогічним способом готувалися та аналізувалися «холості» проби.

У таблиці наведено результати вимірювань вмісту Fe, Si, Al, Mg та рідкісноземельних елементів Eu, Gd, Sm у п'яти зразках порошоків титанату диспрозію, а також у вихідних оксидах Du_2O_3 , TiO_2 і MoO_3 .

Результати вимірювання вмісту домішкових елементів у вихідних оксидах Dy₂O₃, TiO₂ та MoO₃, а також у зразках синтезованих порошків титанату диспрозію Dy₂TiO₅ (Mo)

Зразок	Вміст, %						
	Fe	Si	Al	Mg	Eu	Gd	Sm
Dy ₂ O ₃	0,003	0,003	7·10 ⁻⁴	0,001	1,5·10 ⁻⁶	1·10 ⁻⁵	6·10 ⁻⁶
TiO ₂	0,006	0,005	4·10 ⁻⁴	2·10 ⁻⁴	1,2·10 ⁻⁷	3·10 ⁻⁷	6·10 ⁻⁶
MoO ₃	1,4·10 ⁻⁴	0,003	7·10 ⁻⁴	7·10 ⁻⁴	2,2·10 ⁻⁷	9·10 ⁻⁷	0,001
Dy ₂ TiO ₅ (Mo) - 1	0,03	0,004	0,002	0,003	1,8·10 ⁻⁶	5·10 ⁻⁵	3·10 ⁻⁵
Dy ₂ TiO ₅ (Mo) - 2	0,03	0,005	0,002	4·10 ⁻⁴	1,8·10 ⁻⁶	7·10 ⁻⁵	2·10 ⁻⁵
Dy ₂ TiO ₅ (Mo) - 3	0,04	0,002	0,001	0,001	1,9·10 ⁻⁶	7·10 ⁻⁵	1·10 ⁻⁵
Dy ₂ TiO ₅ (Mo) - 4	0,04	3·10 ⁻⁴	8·10 ⁻⁴	0,002	1,5·10 ⁻⁶	3·10 ⁻⁵	2·10 ⁻⁵
Dy ₂ TiO ₅ (Mo) - 5	0,03	0,003	0,001	3·10 ⁻⁴	1,5·10 ⁻⁶	3·10 ⁻⁵	5·10 ⁻⁶

Отже, розроблено метод аналізу домішкових елементів Fe, Si, Al, Mg, Eu, Gd та Sm у синтезованих порошках титанату диспрозію Dy₂TiO₅ з використанням мікрохвильового кислотного розкладання з подальшим мас-спектрометричним аналізом. Показано хороший збіг результатів для п'яти аналізованих зразків титанату диспрозію Dy₂TiO₅.

1. B.K. Nagar et al. Microwave-assisted dissolution of highly refractory dysprosium-titanate (Dy₂TiO₅) followed by chemical characterization for major and trace elements using ICP-MS, UV-visible spectroscopy and conventional methods. *Radiochim. Acta* 106(11) (2018) 917.
2. R. Kandan et al. Calorimetric measurements on rare earth titanates: RE₂TiO₅ (RE = Sm, Gd and Dy). *Therm. Anal. Calorim.* 124 (2016) 1349.

ТЕПЛОГІДРАВЛІЧНА ЧАСТИНА МОДЕЛІ РЕАКТОРА ВВЕР-1000 ДЛЯ РОЗРАХУНКІВ КОДОМ SERPENT 2 ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ В АКТИВНІЙ ЗОНІ

В. В. Ількович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасні вимоги щодо обґрунтування безпеки реакторних установок зумовлюють необхідність моделювання широкого класу процесів, що протікають в активних зонах (АКЗ), на базі комплексних моделей з використанням надійних кодів. Для вирішення практичних задач фізики реакторів використовують інженерні та прецизійні нейтронно-фізичні коди.

В основі інженерного підходу традиційно лежить рішення рівняння Больцмана для переносу нейтронів у малогруповому дифузійному наближенні. В інженерних розрахунках використовують значну кількість спрощень (спрощена геометрія, гомогенізовані концентрації нуклідів, макроперерізи реакцій у груповому вигляді тощо).

Водночас прецизійні коди, що базуються на методі Монте-Карло, позбавлені недоліків інженерних методів, і активно застосовуються для моделювання нових проектів АЕС і більш детального дослідження роботи і стану існуючих реакторних установок. У цих кодах реалізовано пряме моделювання переносу нейтронів у середовищі з моменту народження до моменту поглинання чи вильоту із системи. Взаємодія нейтронів з ядрами середовища моделюється за допомогою бібліотек нейтронно-фізичних констант, що формуються безпосередньо з файлів оцінених ядерних даних. Одним з найпоширеніших програмних засобів, що реалізує метод Монте-Карло для вирішення задач переносу нейтронів у реакторах, є Serpent 2 [1].

Serpent 2 дає змогу проводити розрахунки повномасштабної тривимірної АКЗ, тобто моделювати завантаження цілого реактора з можливістю детального опису кожного окремого елемента, каналу або чарунки. На жаль, у коді Serpent 2 відсутній теплогідравлічний модуль, що давав би змогу враховувати у розрахунках зворотні зв'язки, які зумовлені залежністю температури та густини від енерговиділення. Проте командою розробників проводяться активні роботи з дослідження методики зв'язаних розрахунків на базі теплогідравлічного коду OpenFOAM і Serpent 2. Разом з тим, можна запропонувати інший варіант вирішення проблеми відсутності теплогідравлічної частини у розрахунках АКЗ ВВЕР-1000, який полягає в наступному.

Найпростіша модель для визначення розподілу теплофізичних параметрів теплоносія (густини, тиску, ентальпії і температури) може бути заснована на уявленні АКЗ як системи паралельних каналів [2]. Очевидно, що така модель є достатньо адекватною для каналних реакторів. Проте її використання для реакторів типу ВВЕР не дає змоги описати перетікання теплоносія між касетами (каналами), що вносить відповідну похибку розрахунку.

В одновимірному каналі, починаючи розрахунок від входу теплоносія в k -ту тепловиділяючу збірку (ТВЗ), і відповідно до балансу теплоти на n -й розрахунковій ділянці по висоті паливної частини ТВЗ, можна визначити ентальпію для k -ї ТВЗ на виході з n -ї ділянки за співвідношенням:

$$i_{k,n} = i_{k,n-1} + \frac{W_{k,n}}{G_{k,n}}, \quad (1)$$

де $W_{k,n}$ – потужність n -ї ділянки по висоті паливної частини k -ї ТВЗ; $G_{k,n}$ – масова витрата теплоносія через n -ту ділянку по висоті паливної частини k -ї ТВЗ.

За допомогою обчислених профілів розподілу ентальпії в кожній ТВЗ і тиску легко визначити розподіли температури і густини теплоносія в об'ємі АКЗ. Варто зазначити, що оскільки масова витрата може бути обчислена як добуток густини теплоносія та об'ємної витрати (можна прийняти 84000 м³/год через АКЗ), то в цій задачі необхідно виконувати ітерації.

Наступним етапом теплогідравлічного розрахунку є визначення розподілу температури в паливі. Для визначення температури палива можна скористатися розв'язком одновимірного рівняння теплопровідності в циліндричній геометрії в моделі елементарної паливної чарунки – тепловиділяючому елементі (твелі) з прилеглим до нього теплоносієм (рисунок) – для кожної ділянки по висоті паливної частини ТВЗ. Виходячи з конструкції твела, яка включає цирконієву оболонку, гелієвий зазор та паливне осердя, дану задачу можна розділити на дві класичні задачі тепломасообміну [3]:

- теплопередача через зазор та оболонку без внутрішніх джерел теплоти;
- теплопровідність циліндричного стрижня з внутрішніми джерелами теплоти.

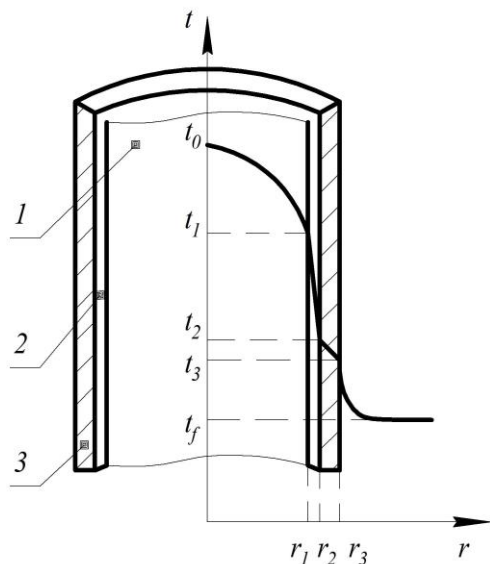


Схема елементарної паливної чарунки та розподіл температури в ній: 1 – паливо; 2 – газовий зазор; 3 – оболонка.

Тепловіддачу на поверхні оболонки опишемо рівнянням Ньютона - Ріхмана, яке перетворено для лінійної щільності теплового потоку q_L у вигляді

$$q_L = \frac{t_3 - t_f}{R_{L,\alpha}}, \quad R_{L,\alpha} = \frac{1}{2\pi r_3 \cdot \alpha}, \quad (2)$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі.

Лінійна щільність теплового потоку через оболонку твела визначається так:

$$q_L = \frac{t_2 - t_3}{R_{L,Zr}}, \quad R_{L,Zr} = \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_{Zr}} \ln \frac{r_3}{r_2}, \quad (3)$$

де λ_{Zr} – коефіцієнт теплопровідності цирконієвого сплаву.

Лінійна щільність теплового потоку через газовий зазор твела визначається так:

$$q_L = \frac{t_1 - t_2}{R_{L,He}}, \quad R_{L,He} = \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_{He}} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (4)$$

де $\overline{\lambda_{He}}$ – середньоінтегральний за температурою коефіцієнт теплопровідності гелію.

Співвідношення (2) - (4) дають змогу отримати систему рівнянь для визначення температур t_1 , t_2 і t_3 .

Температуру t_0 можна обчислити за формулою для перепаду температури всередині циліндричного стрижня із внутрішніми джерелами теплоти:

$$t_0 - t_1 = \frac{q_v r_1^2}{4\lambda_{UO_2}}, \quad (5)$$

де q_v – питома потужність внутрішніх джерел теплоти у паливній чарунці; $\overline{\lambda_{UO_2}}$ – середньоінтегральний за температурою коефіцієнт теплопровідності палива.

Ймовірність резонансного поглинання нейтронів тим більша, чим вища температура палива, але відносний вклад у сумарне поглинання поверхневого шару палива вищий, ніж вклад від внутрішніх шарів паливного стрижня з більш високою температурою. Для врахування цього фактора при проведенні зв'язаних розрахунків рекомендовано використовувати замість середньої – ефективну (доплерівську) температуру палива t_{ef} , яка визначається за формулою:

$$t_{ef} = (1 - \xi)t_0 + \xi t_1, \quad (6)$$

де $\xi = 0,7$.

1. J. Leppänen et al. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013. Annals of Nuclear Energy 82 (2015) 142.
2. В.А. Халимончук. Динамика ядерного реактора с распределенными параметрами в исследованиях переходных режимов эксплуатации ВВЭР и РБМК (К.: Основа, 2008) 228 с.
3. П.Л. Кириллов, Г.П. Богословская. Тепломассообмен в ядерных энергетических установках. Учеб. пособие для вузов. 2-е изд., перераб. (Москва: ИздАТ, 2008) 256 с.

ДОДАТКОВА ПРОГРАМА ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ ДЛЯ МЕТАЛУ КОРПУСУ РЕАКТОРА БЛОКА № 1 ХМЕЛЬНИЦЬКОЇ АЕС

В. М. Ревка¹, Л. І. Чирко¹, Ю. В. Чайковський¹, О. В. Шкапяк¹, О. В. Тригубенко²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

Корпус реактора (КР) є єдиним конструктивним елементом енергоблока, який не підлягає заміні, тому стан металу його стінки напроти активної зони визначає ресурс енергоблока в цілому. Це викликає необхідність проводити контроль механічних властивостей металу КР впродовж всього терміну експлуатації АЕС, для чого передбачена програма зразків-свідків (ЗС). Відповідно до Технічного рішення в 2004 р. з реактора енергоблока № 1 Хмельницької АЕС (ХАЕС-1) був вивантажений останній двоярусний комплект ЗС і залишився єдиний одноярусний комплект, який не забезпечує прогнози даних для оцінки критичної температури крихкості металу КР.

КР ХАЕС-1 характеризується одночасно високим вмістом нікелю і марганцю в металі зварних швів № 3 та № 4, що є потенційною небезпекою зниження опору металу крихкому руйнуванню.

Згідно з принципом безперервності контролю стану металу КР для подальшого супроводу безпечної експлуатації блока в РНЦ «Курчатовський інститут» розроблена так звана додаткова програма ЗС з використанням вставок з половинок раніше випробуваних ЗС типу Шарпі і Шарпі з тріщиною. З цією метою за спеціальним розрахунком відсортовані половинки, з яких виготовили вставки для реконструкції стандартних зразків і розташували їх у циліндричних штатних контейнерах у три шари відносно накопиченого флюенсу нейтронів, а саме: знизу – з найбільшим флюенсом, зверху – з найменшим. Контейнери зібрали у контейнерні збірки (КЗ), враховуючи градієнт поля нейтронів при опроміненні з метою отримати згладжуючий ефект по кожному шару зразків у КЗ. У центральних контейнерах були розташовані циліндричні заготовки для виготовлення зразків для випробувань на одновісний розтяг. КЗ опромінювалися впродовж 9 паливних кампаній на штатних місцях над вигородкою.

У роботі проведено реконструкцію опромінених заготовок ЗС і випробування реконструйованих зразків на одновісний розтяг, ударний вигин та тріщиностійкість. Показано, що під опроміненням спостерігається типове підвищення меж плинності і міцності. При цьому параметри пластичності суттєво не змінюються. Також треба відзначити, що межі плинності і міцності основного металу значно нижчі, ніж для металу ЗШ.

Критичні температури крихкості для конструктивних елементів КР у районі активної зони визначають за верхньою огинаючою критичних температур крихкості T_K з 95 % вірогідністю до експериментальних значень:

$$T_K = T_{K0} + A_F \cdot F^{\frac{1}{3}} + M,$$

де T_{K0} – критична температура крихкості у вихідному стані; ΔT_K – зсув критичної температури крихкості, визначений за ЗС; M – температурний запас з довірчою вірогідністю 95 %:

Для матеріалів КР ХАЕС-1 отримані трендові співвідношення, які мають такий вигляд:

- для основного металу: $T_K = -68 + 6,8 \cdot F^{\frac{1}{3}} + 13,$
- для металу зварного шва: $T_K = -30 + 21,6 \cdot F^{\frac{1}{3}} + 11.$

Показано, що за критерієм крихкої міцності критичним елементом КР ХАЕС-1 є метал зварного шва № 3. При накопиченні флюенсу швидких ($E \geq 0,5$ МеВ) нейтронів до $62,0 \cdot 10^{22}$ нейтр/м² температурний запас його безпечної експлуатації становить 6 °С. Максимальні обґрунтовані значення флюенсу швидких ($E > 0,5$ МеВ) нейтронів, на яких побудовані трендові залежності, становлять: для ОМ – $F_{обр} = 54,2 \cdot 10^{22}$ нейтр/м²; для МШ – $F_{обр} = 62,0 \cdot 10^{22}$ нейтр/м². Враховуючи, що принцип формування паливних завантажень зі зниженим витоком нейтронів на енергоблоці ХАЕС-1 використовується постійно з 8-ої кампанії, як прогнозне значення флюенсу на подальші кампанії прийняти середній флюенс $9,3 \cdot 10^{21}$ нейтр/м², то момент накопичення швом № 3 обґрунтованого за ЗС флюенсу настане протягом 66-ї паливної кампанії.

МОЖЛИВОСТІ ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДОЛОГІЇ ІМОВІРНІСНОГО АНАЛІЗУ БЕЗПЕКИ АЕС ДЛЯ ОЦІНКИ ФІЗИЧНОЇ ЯДЕРНОЇ БЕЗПЕКИ АЕС

А. В. Самсоненко², Є. М. Письменний¹, С. С. Драпей², С. В. Клевцов¹

¹ Національний технічний університет України

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

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Війна, військові дії та захоплення (окупація) об'єктів підвищеної небезпеки виявили нові виклики та загрози для об'єктів критичної інфраструктури. Підрив Каховської ГЕС викликав катастрофічні наслідки для навколишнього середовища та поставив під питання безпеку однієї з найбільших АЕС Європи.

Атомні електростанції є джерелом ризику для навколишнього середовища у зв'язку з проблемою поводженням з ядерними і радіоактивними матеріалами. Імовірнісний аналіз безпеки (ІАБ) є єдиний інструмент який дає змогу кількісно оцінити ризики, пов'язані з безпекою атомних станцій. ІАБ АЕС являє собою комплексний, всебічний системний аналіз безпеки, в процесі якого розробляються ймовірнісні моделі для визначення кінцевих станів з пошкодженням джерел підвищеної небезпеки та кінцевих станів АЕС з перевищенням встановлених обмежень викидів радіоактивних речовин, та радіаційного впливу на населення і навколишнє середовище, а також визначаються значення ймовірнісних показників безпеки [1].

Існуюча практика застосування ІАБ має певні обмеження. Наприклад, не враховуються диверсії та саботаж, що призводять до недооцінки ризиків з боку фізичної ядерної безпеки.

Враховуючи дію воєнного стану в Україні, виникає гостра необхідність прорахувати вразливості, пов'язані з новими викликами та загрозами для фізичної ядерної безпеки ядерних установок за допомогою ІАБ.

Фізична ядерна безпека – це запобігання, виявлення та реагування на злочинні чи навмисні несанкціоновані дії, що спрямовані на ядерний та інші радіоактивні матеріали [2].

У свою чергу метою національного режиму фізичної ядерної безпеки держави є захист осіб, власності, суспільства та навколишнього середовища від шкідливих наслідків ядерної катастрофи. Реалізацією мети є впровадження в державного режиму фізичного захисту та режиму фізичного захисту ядерних установок, ядерних матеріалів, радіоактивних відходів, інших джерел іонізуючого випромінювання.

Цілі державного режиму фізичного захисту, що є найважливішим компонентом державного режиму фізичної ядерної безпеки, повинні полягати в тому, щоб:

- забезпечувати захист від несанкціонованого вилучення, а саме захист від розкрадання або іншого незаконного захоплення ядерного матеріалу;
- визначати місце знаходження та забезпечувати повернення зниклих ядерних матеріалів;
- забезпечувати захист ядерних матеріалів та ядерних установок від саботажу (диверсії);
- пом'якшувати або зводити до мінімуму радіологічні наслідки саботажу (диверсії) [3].

Цілі досягаються за допомогою здійснення заходів щодо забезпечення фізичної ядерної безпеки, спрямованих на стримування, виявлення, затримку вчинення потенційної зловмисної дії та реагування на нього, а також на забезпечення управління фізичною ядерною безпекою ядерних матеріалів та пов'язаних з ними установок і діяльності.

Для удосконалення фізичної ядерної безпеки об'єктів, які здійснюють поводження з ядерним матеріалом, а також всебічної оцінки безпеки АЕС пропонується застосовувати апробований інструмент – ІАБ АЕС. Але для цього методологія та процедура «класичного» ІАБ повинні бути доопрацьовані, оскільки фізична ядерна безпека має свої унікальні особливості, такі як, внутрішній правопорушник, фізичні бар'єри, функції безпеки тощо.

1. В.В. Бегун и др. *Вероятностный анализ безопасности атомных станций (ВАБ)*. Учеб. пособие (К., 2000) 568 с.
2. IAEA Nuclear Safety and Security Glossary. Terminology Used in Nuclear Safety, Nuclear Security, Radiation Protection and Emergency Preparedness and Response (Vienna, IAEA, 2022) 248 p.
3. Закон України 2064-III «Про фізичний захист ядерних установок, ядерних матеріалів, радіоактивних відходів, інших джерел іонізуючого випромінювання» від 19 жовтня 2000 року. Відомості Верховної Ради України (ВВР) 1 (2001) ст. 1.

ОЦІНКА РАДІАЦІЙНОГО НАВАНТАЖЕННЯ НА ФРАГМЕНТ ОПОРНОГО СТАКАНА ВВЕР-1000

В. В. Філонов¹, О. В. Коваленко^{1,2}, Ю. С. Філонова¹, Д. О. Федоров^{1,2}

¹ ТОВ «ІПП-Центр», Київ, Україна

² Національний технічний університет України

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

Оцінка радіаційного навантаження на обрані фрагменти опорних стаканів РУ ВВЕР-1000 має деякі особливості, які пов'язані із геометричним розтушуванням відносно джерела нейтронів, що потребує врахування транспортних особливостей середовища переносу нейтронів. Обрані фрагменти опорного стакана знаходяться на відстанях починаючи від 30 до 100 см (дно опорного стакана), що в декілька разів більше довжини вільного пробігу нейтронів. Наявність борної кислоти в проточній частині реактора призводить до суттєвого поглинання теплових нейтронів, а отже і до суттєвого послаблення потоку від джерела, яке може становити близько 7 порядків. Така специфіка потребує застосування спеціальних підходів для імітаційного моделювання, що дасть змогу з прийнятною для інженерної практики швидкістю та точністю оцінювати відповідні поля.

У даній роботі радіаційне навантаження на фрагмент перфорованого стакана опори тепловідільної збірки (ТВЗ) ЯР ВВЕР-1000 було оцінено за допомогою методу Монте-Карло. Характерний розмір ТВЗ (розмір під ключ) більше, ніж 5 довжин вільного пробігу нейтрона у воді, що відповідає послабленню потоку нейтронів більше, ніж на 2 порядки. Тому немає сенсу моделювати всю АкЗ у поперечному перерізі так і в аксіальному напрямку. Розроблена розрахункова модель для коду Монте-Карло MCNPX, що представлена на рис. 1, а, обмежена половиною висоти АкЗ в аксіальному напрямку та групою із 7 ТВЗ над опорним стаканом, радіаційне навантаження якого нас цікавить. Усі елементи ТВЗ, починаючи із нижньої решітки, гомогенізовані з урахуванням матеріального складу як в поперечному перерізі ТВЗ, так і по висоті. Для отримання результатів нерівномірності розподілу радіаційного навантаження в моделі транспорту нейтронів була використана комбінована детектуюча сітка, зображена на рис. 1, б.

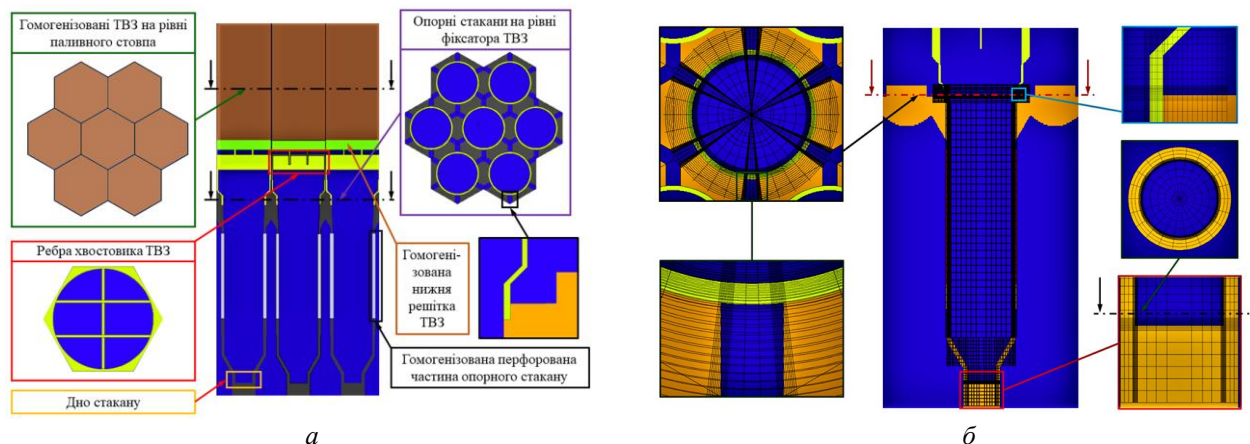


Рис. 1. Модель Монте-Карло для оцінки радіаційних навантажень в елементах опорного стакана:
а - геометрія моделі в MCNPX, б – детектуюча сітка.

Застосування імітаційного моделювання означає, що необхідна кількість розіграних історій транспорту нейтронів для того, щоб хоча б один із них досягнув, наприклад, до дна опорного стакана повинна бути не менше, ніж 1 млн для мононаправленого джерела, а у випадку ізотропного джерела кількість історій може збільшитись ще на 2 порядки і сягнути щонайменше 1 млрд, що дуже близько до обмежень коду MCNPX (32 біт) по кількості розіграних історій транспорту частинок (приблизно 2 млрд) [1]. Виходячи із вищезазначеного, можливості коду MCNPX не дають змогу досягнути достатньої статистичної збіжності результату без застосування спеціальних методів оптимізації розрахунків.

Для того, щоб подолати ці складнощі в розрахунковій моделі транспорту нейтронів був застосований один із методів зменшення дисперсії. Їх в загальному можна поділити на 2 види: методи зміщеної оцінки та методи контролю популяції частинок. До останніх відносять розщеплення частинок та «рулетку». Для їх реалізації, в розрахунковому коді MCNPX є декілька способів серед яких можна виді-

лити методи маніпулювання цінністю чарунок геометрії та вагові вікна. У роботі авторами були використані вагові вікна [2] у варіанті із використанням спеціальної сітки. У загальному випадку інформацію про вагу частинок для кожного елементу сітки може вказати користувач, але коли таких елементів чимала кількість, то задача створення такої сітки вагових вікон дещо ускладнюється, тому в роботі для генерації вагових вікон був використаний вбудований у MCNPX власний генератор із застосуванням методу MAGIC (Method of Automatic Generation of Importances by Calculation) [2], в якому для першої ітерації використовується пряме моделювання транспорту частинок. Проте в рамках задачі за прийнятну кількість історій при параметрах теплоносія на вході в АкЗ нейтрони можуть не потрапити на фрагмент стакану, а отже генератор не створить в такій області вагового вікна. Тому, щоб частинки «з'явилися» на першій ітерації необхідно штучно збільшити довжину їхнього вільного пробігу, а отже фіктивно знизити густину теплоносія. У моделі для першої ітерації створення вагового вікна густина теплоносія була занижена в 4 рази, а далі через кожні 2 - 3 ітерації густина теплоносія збільшувалася на четвертину до тих пір, поки статистична помилка обчислювального функціоналу практично не буде відрізнятися від попередньої ітерації при сталій кількості розіграних історій транспорту частинок та досягненні модельної густини теплоносія.

У рамках даної роботи нейтронні характеристики було оцінено для двох характеристичних точок – початку та кінця умовної паливної кампанії одного із енергоблоків з ЯР ВВЕР-1000 за таких умов:

- теплова потужність 3000 МВт;
- концентрація борної кислоти була прийнята такою, що дорівнює $\sim 10,0$ г/кг для початку кампанії та $\sim 0,0$ г/кг для кінця паливної;
- аксіальний профіль енерговиділення був прийнятий у вигляді характерного розподілу для накопичувальної величини;
- ізотопний склад палива розраховувався індивідуально для кожної ТВЗ та задавався у вигляді середніх концентрацій ізотопів (без розподілу по висоті).

У цілому підготовка вхідного набору даних для розрахунку транспорту нейтронів була виконана із використанням інженерної процедури [3], розробленої авторами власноруч. На рис. 2 наведено отримані поля густин нейтронних потоків, які оцінені для фрагменту опорного стакану на основі розробленої розрахункової моделі Монте-Карло. Кількість історій, яка розігрувалася при розрахунках – $5 \cdot 10^8$.

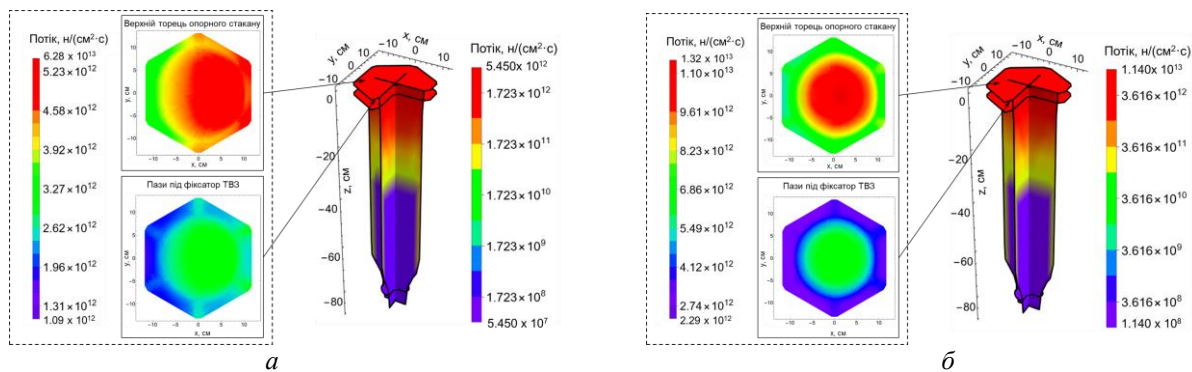


Рис. 2. Поля густини потоку нейтронів в опорному стакані на початку (а) та кінці (б) умовної паливної кампанії.

1. MCNPX User's Manual. Version 2.6.0. D.B. Pelowitz (Ed.). LA-CP-07-1473. Issued: April 2008.
2. Е.В. Девкина. Особенности проведения расчетов методом Монте-Карло двумерной тестовой модели защиты ТУК для отработавшего ядерного топлива. Препринт ФЭИ (Обнинск, 2018) 20 с.
3. В.В. Філонов та ін. Опис радіаційного модулю мультифізичного коду для аналізу деградації геометрії вигородки ВВЕР-1000. Енергетика: економіка, технології, екологія 1 (2022) 81.

ОЦІНКА АКСІАЛЬНОЇ НЕРІВНОМІРНОСТІ ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ В ТЕПЛОГЕНЕРУЮЧОМУ КАНАЛІ З НАДКРИТИЧНИМИ ПАРАМЕТРАМИ ТЕПЛОНОСІЯ

В. В. Філонов¹, О. В. Коваленко^{1,2}, Ю. С. Філонова¹, Д. О. Федоров^{1,2}

¹ ТОВ «ІПП-Центр», Київ, Україна

² Національний технічний університет України

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

Одним із концептів реактора четвертого покоління, що розглядаються, є реактор із застосуванням теплоносія надкритичних параметрів. Особливостями такого теплоносія є псевдофазовий перехід, при якому різко змінюються теплофізичні властивості та може відбуватися погіршення теплообміну, що може значно вплинути на нейтронно-фізичну картину такої системи. Тому для оцінки процесів енерговиділення в теплогенеруючому каналі є необхідність вирішення нейтронної задачі в комплексі із задачами теплообміну, що потребує створення спеціалізованих процедур спряженого розрахунку. Вирішення нейтронної задачі за допомогою чарункового коду WIMS5b практично не дає змоги отримати реакцію профілю енерговиділення на зміну густини теплоносія (температури), проте вимагає значно менших розрахункових затрат. Натомість MCNPX дає можливість прогнозувати взаємний вплив теплогідравлічних характеристик на енерговиділення, але вимагає суттєвих часових затрат.

У роботі з метою оптимізації розрахунків нейтронної частини задачі був прийнятий такий підхід. Профіль енерговиділення представлено у вигляді функції (1), а розмножувальні властивості розраховуються за допомогою чарункового коду.

$$q_v(z) = q_{v,ave} \cdot \phi(z), \quad (1)$$

де $q_{v,ave}$ – середнє об'ємне енерговиділення в системі; $\phi(z)$ – безрозмірний профіль енерговиділення, який сформовано за допомогою прецизійного методу (метод Монте-Карло). Перед тим, як шукати загальний вигляд залежності профілю енерговиділення необхідно встановити, які теплогідравлічні параметри мають найбільший вплив на нейтронно-фізичну картину в моделі паливної чарунки, а вплив яких з них не є суттєвим. Одним із таких факторів впливу на нейтронні властивості конструкційних матеріалів паливного стержня і теплоносія є температура, а отже і вплив погіршеного теплообміну на стабільність системи. Для дослідження впливу цих факторів було розроблено модель паливної чарунки із омиваючим її теплоносієм та сповільнювачем для коду MCNPX, вигляд якої зображено на рис. 1, а. За допомогою цієї моделі було проведено серію параметричних розрахунків для різних форм аксіального температурного профілю. На основі узагальнень для аксіальних профілів температури при теплообміні з надкритичними параметрами теплоносія [1] було підготовлено 16 можливих варіантів для градієнту між температурами стінки та надкритичного потоку (див. рис. 1, б, в).

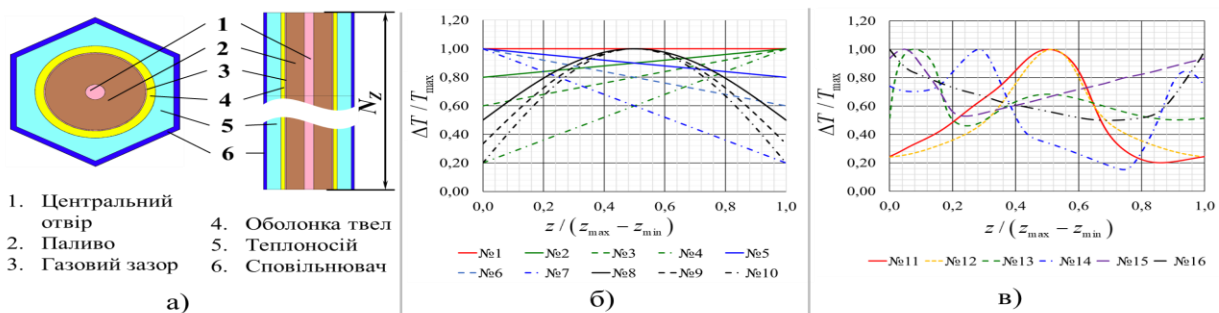


Рис. 1. Модель теплогенеруючого каналу в MCNPX (а), аналітичні (б) та експериментальні (в) профілі температурного напору

Параметричні розрахунки виявили, що впливу нерівномірності температури стінки на профіль енерговиділення практично немає, а форма профілю енерговиділення суттєво залежить від того, чи відбувається псевдофазовий перехід чи ні. За результатами параметричних розрахунків для профілю енерговиділення для системи без витоку нейтронів була запропонована така функція:

$$\bar{q}_v(\bar{\rho}) = (a_1 \cdot \ln[9,0 \cdot \bar{Q} + 1,0] + 1,0) \cdot \text{Exp}[-a_2 \cdot \bar{Q}^{-n_2} \cdot (\bar{\rho} - 1,0)^2], \quad (2)$$

де $\bar{q}_v = q_v / q_{v,ave}$ – безрозмірне об’ємне енерговиділення; q_v – локальне енерговиділення; $\bar{\rho} = \rho / \rho_{in}$ – безрозмірна густина теплоносія; ρ, ρ_{in} – локальна густина і густина теплоносія на вході відповідно; $\bar{Q} = Q / (h_{in} \cdot G)$ – безрозмірна інтегральна потужність системи; Q – інтегральна потужність системи; h_{in} – ентальпія теплоносія на вході; G – масова витрата теплоносія. Коефіцієнти a_1, a_2 і n_2 можна знайти за такими виразами:

$$a_1 = 2,14 \cdot \ln[8,0 - 7,0 \cdot \alpha], \quad (3a)$$

$$a_2 = 12,5 \cdot \ln[3,0 - 2,0 \cdot \alpha], \quad (3б)$$

$$n_2 = -0,62 \cdot \alpha + 1,5, \quad (3в)$$

де $\alpha = (m_{снов.} / (m_{снов.} + m_{мн.}))_{вх.}$ – масова доля сповільнювача на вході в модель. Коефіцієнти (3) справедливі за умови, що аксіальний розподіл густини сповільнювача рівномірний в аксіальному напрямку і його густина дорівнює густині теплоносія на вході в модель. Виток нейтронів можна врахувати за допомогою залежності (3).

$$\bar{q}_v^{\text{NonRef}}(z) = A \cdot \bar{q}_v^{\text{Ref}}(z) \cdot f(z), \quad (4)$$

де A – нормуючий множник. Профіль енерговиділення $\bar{q}_v^{\text{Ref}}(z)$ формується на основі залежності (2), а форм-фактор $f(z)$ формується за такою залежністю:

$$f(z) = \cos\left[\pi \cdot \tau \cdot (z - 0,5 \cdot (z_{out} - z_{in})) / (z_{out} - z_{in})\right], \quad (5)$$

де τ – доля невідбитих нейтронів, що пересікають торці моделі; z_{in}, z_{out} – координати відповідно нижнього і верхнього торців моделі; z – локальна аксіальна координата.

Використовуючи вище описаний підхід, була виконана оцінка енерговиділення для концепту перспективного реактора [2], схема активної зони якого представлена на рис. 2, а. Інтегральна потужність системи була вибрана 290 МВт, а збагачення для кожного із рівнів підбирався таким чином, щоб запас реактивності дорівнював 0,3. Теплогідрравлічні параметри оцінювалися за допомогою зональної моделі твел [2]. Оцінені профілі енерговиділення для кожного із рівнів представлено на рис. 2, б.

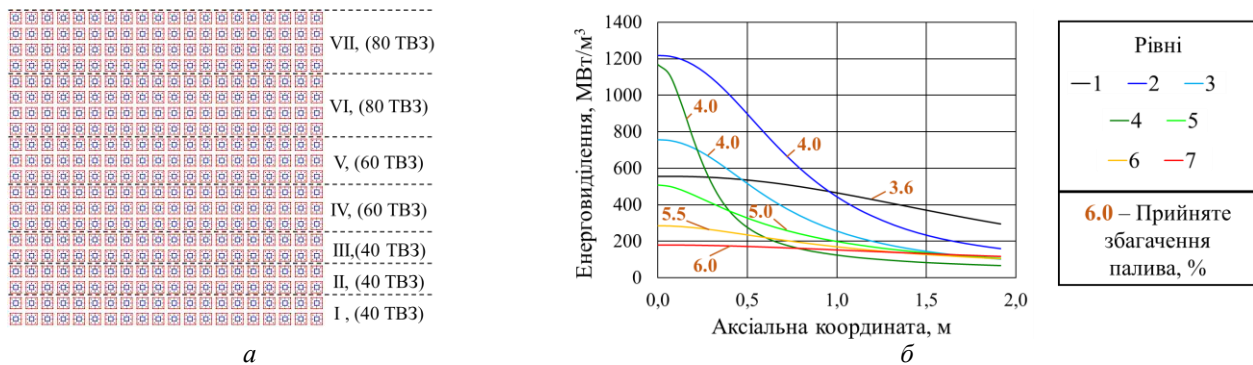


Рис. 2. Схема активної зони перспективного реактора (а) та оцінені аксіальні профілі енерговиділення (б) для кожного із рівнів потоку теплоносія

У подальшому для удосконалення оцінки енерговиділення аналітичну функцію пропонується замінити на власний нейтронний модуль на базі вирішення рівняння переносу нейтронів у дифузному наближенні в квазістаціонарній постановці. Для дискретизації цього рівняння використати малогрупове наближення (енергетична складова) та метод скінчених об’ємів (просторова складова).

1. В.А. Курганов, И.В. Маслакова. Нормальная и ухудшенная теплоотдача при нагревании в трубах турбулентных потоков теплоносителей с переменными физическими свойствами. Теплофизика высоких температур 4 (2016) 609.
2. В.В. Філонов. Прогнозування режимів погіршеного теплообміну в перспективних реакторах IV покоління з надкритичними параметрами теплоносія. Дис. д-ра філософії (Київ, 2023) 242 с.

ВПЛИВ РЕЖИМУ ЕКСПЛУАТАЦІЇ ЯДЕРНОГО ПАЛИВА ВВЕР-1000 НА ЙОГО АКТИВНІСТЬ І ЗАЛИШКОВЕ ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ ПІД ЧАС ЗБЕРІГАННЯ

М. С. Юров^{1,2}, В. В. Горанчук¹, В. І. Борисенко¹

¹ Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

² Національний технічний університет України

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

Активність і залишкове енерговиділення ядерного палива значною мірою визначають як можливий перебіг аварійних сценаріїв, так і можливі радіаційні наслідки аварій на ядерних установках. Тривалий час основним джерелом інформації щодо радіаційних характеристик ядерного палива ВВЕР-440, ВВЕР-1000 і РБМК-1000 було довідник [1].

Необхідність проведення досліджень, щодо оцінки радіаційних наслідків комунальної аварії у разі можливої руйнації контейнерів або сховищ зберігання відпрацьованого ядерного палива (ВЯП), пояснюється довготривалим ядерним шантажем рф на окупованій ЗАЕС, де з 2001 р. експлуатується сухе сховище ВЯП ЗАЕС, а також є важливим і для інших майданчиків зберігання ВЯП. У роботі представлено аналіз радіаційних характеристик опроміненого ядерного палива ВВЕР-1000, представлених у довіднику [1] і розрахованих авторами доповіді у програмному коді SCALE [2].

Активність і залишкове енерговиділення ядерного палива на момент зупину ядерного реактора на чергове перезавантаження визначаються такими показниками як вигорання ядерного палива в окремих тепловидільних збірках (ТВЗ), а також графіком навантаження ТВЗ, особливо за останній рік експлуатації.

У довіднику [1] для ВВЕР-1000 надано інформацію щодо радіаційних характеристик для режимів опромінення ядерного палива протягом 1, 2 і 3 паливних кампаній на питомій потужності ~ 44 МВт/т U, тривалість кожної паливної кампанії ~ 306 діб, зупин на перезавантаження палива ~ 48 діб, сумарне вигорання 40,48 ГВт·д/т U. Необхідно оцінити наскільки обґрунтованим є застосування радіаційних характеристик опроміненого палива, наведених у довіднику [1], для ядерного палива з фактичним графіком навантаження ТВЗ під час паливних кампаній.

На ВВЕР-1000 в Україні застосовано чотирирічну паливну кампанію. Для моделювання обрано усереднені дані для одного з енергоблоків ВВЕР-1000. Тривалість паливної кампанії 300 діб, зупин на перезавантаження палива 50 діб, сумарне енерговиділення ~ 50 ГВт·д/т U. Питома потужність ядерного палива по кампаніях – 47,6; 49,8; 43,0; 24,9 МВт/т U, що відповідає фактичному навантаженню ТВЗ для одного з енергоблоків ВВЕР-1000.

Для одержання результатів використовували три модулі програмного коду SCALE: TRITON, OPUS, ORIGENS. TRITON дає можливість створення 3D моделі, задання початкових параметрів такі, як розміри геометричних об'єктів та їхні об'єми, задається кількість палива та різних речовин, також є можливість створення довільного паливного циклу. ORIGENS – використовується для отримання сумарного вигорання за всі кампанії та для виведення результатів з певним кроком по часу або для отримання результатів у конкретний момент часу. OPUS – модуль, який виводить результат у вигляді залежності певної величини від часу та створює на основі цього таблицю результатів.

У роботі представлено порівняльні результати щодо зміни у часі активності ядерного палива для таких випадків:

- активність ядерного палива активної зони ВВЕР-1000 на кінець паливної кампанії в режимі стаціонарних перезавантажень для трирічної (режим Q) і чотирирічної (режим S) паливних кампаній;
- активність ядерного палива ВВЕР-1000, вивантаженого до басейну витримки (БВ) або до контейнера зберігання ВЯП для трирічної і чотирирічної паливних кампаній.

Таким чином, є можливість оцінити діапазони можливих похибок при визначенні радіаційних характеристик ВЯП, які будуть застосовані для визначення радіаційного впливу на довкілля і населення при консервативному розгляді сценаріїв можливих аварій з виходом активності за межі фізичних бар'єрів реакторної установки, або при руйнації контейнерів зберігання ВЯП.

На рис. 1 представлено зміну протягом року, а на рис. 2 представлено зміну протягом 30 років питомої активності ядерного палива ВВЕР-1000, що знаходиться в активній зоні на момент завершення паливної кампанії (для режимів S, Q), і з різних причин не може бути вивантажено до БВ, або у випадку аварійного вивантаження ядерного палива до БВ.

На рис. 3 представлено зміну протягом року, а на рис. 4 представлено зміну протягом 30 років питомої активності ядерного палива ВВЕР-1000 яке вивантажено до БВ, а потім до контейнерів зберігання ВЯП, після завершення експлуатації палива в активній зоні ВВЕР-1000 (для режимів S, Q).

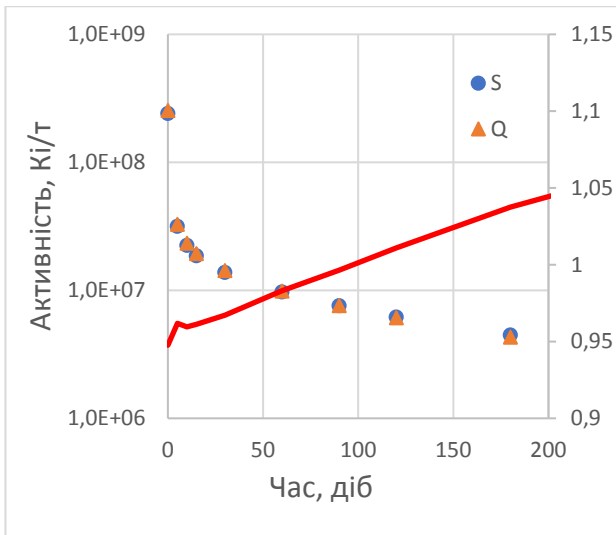


Рис. 1. Активність ядерного палива в активній зоні ВВЕР-1000 після зупину протягом 200 діб.

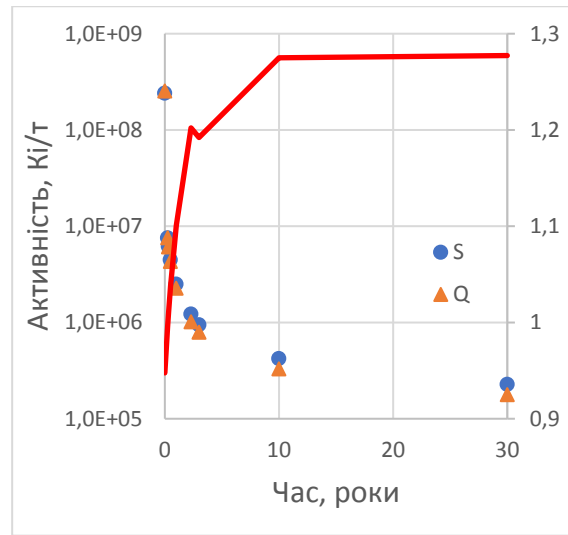


Рис. 2. Активність ядерного палива в активній зоні ВВЕР-1000 після зупину протягом 30 років.

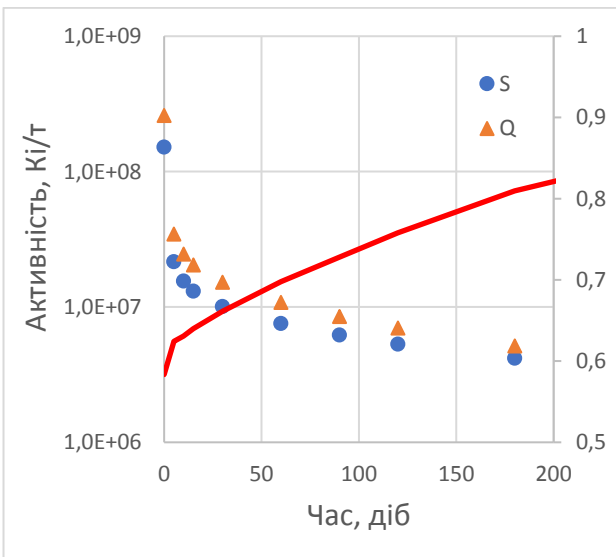


Рис. 3. Активність ВЯП ВВЕР-1000 після зупину протягом 200 діб.

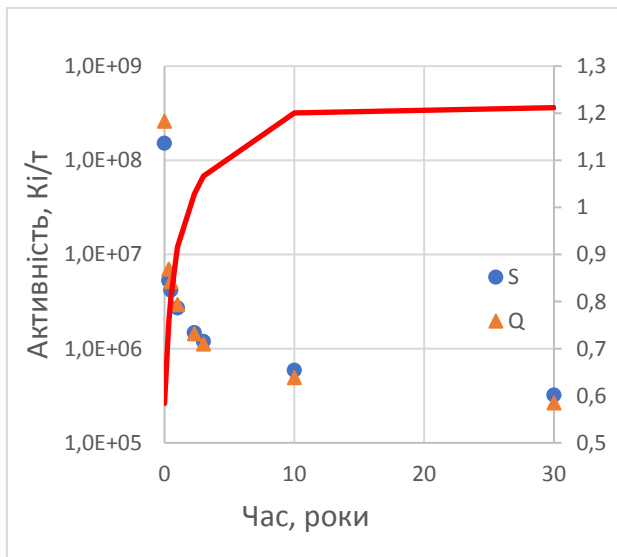


Рис. 4. Активність ВЯП ВВЕР-1000 після зупину протягом 30 років.

На рис. 1 - 4 також представлено значення (права вісь) відношення активності палива у режимі S (маркер кружечок) до активності палива у режимі Q (маркер трикутник).

1. В.М. Колобашкин и др. *Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник* (Москва: Энергоатомиздат, 1983) 384 с.
2. [SCALE Code System. ORNL. Oak Ridge National Laboratory: Solving the Big Problems.](#)

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ L-ВАЛІНА, ОПРОМІНЕНОГО ЕЛЕКТРОНАМИ
НА МІКРОТРОНІ М-30

Ю. А. Бандурин, А. М. Завілопуло, Н. І. Святюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Представлено результати досліджень впливу опромінення електронами валіну ($C_5H_{11}NO_2$) на спектри його фотолюмінесценції. Валін відноситься до незамінних амінокислот і є простою аліфатичною неполярною α -амінокислотою. Особливістю цих досліджень є проведення їх для порошкоподібного L-валіну. Детально техніку та методику вимірювань, особливості підготовки зразків описано в [1]. Опромінення зразків порошку валіну проводилося на мікротроні М-30 при кімнатній температурі (контроль температури здійснювався за допомогою термопари). Енергія прискорених електронів становила 12,5 МеВ. За допомогою різних за щільністю потоків електронів було підготовлено зразки з поглинутою дозою 20, 40, 50, 60, 80 та 100 кГр.

Для збудження люмінесценції нами використано 5 довжин хвиль – 250, 275, 333, 351 та 380 нм. Для прикладу на рис. 1 показано спектри, отримані нами при збудженні фотонами з довжиною хвилі 351 нм. У дослідженому спектральному діапазоні вони є суперпозицією принаймні двох максимумів випромінювання. Короткохвильовий (~ 450 нм) є результатом випромінювання радикалів ОН. Довгохвильовий (~ 535 нм) завдячує своїй появі процесам збуджень у карбоксильній групі СООН. Спектри опромінених зразків відрізняються як за квантовим виходом люмінесценції, так і за формою спектрів.

Аналогічні результати ми отримали і для інших довжин хвиль збуджуючих фотонів. Не дивлячись на зміни положень максимумів у спектрах люмінесценції, помітно, що величина поглинутої дози суттєво впливає на квантовий вихід люмінесценції. На рис. 2 представлено залежності інтенсивності випромінювання від поглинутої дози для двох довжин хвиль $\lambda = 456$ нм та $\lambda = 532$ нм при збудженні люмінесценції фотонами з $\lambda_{36} = 351$ нм. Виявилось, що інтенсивність люмінесценції усіх опромінених зразків вища за інтенсивність неопроміненого валіну. Це однозначно свідчить про збільшення кількості випромінюючих молекул ОН та СООН, що утворюються внаслідок опромінення електронами. Крім того, на обох кривих спостерігається чіткий максимум при 40 кГр. Однозначна інтерпретація такого результату вимагає проведення додаткових досліджень.

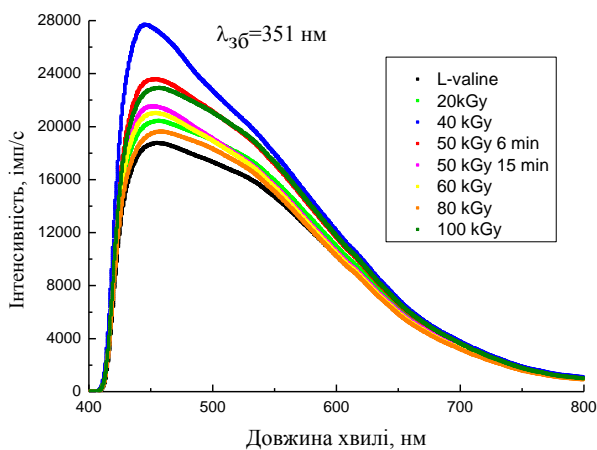


Рис. 1. Спектри фотолюмінесценції неопроміненого валіну та зразків з різними поглинутими дозами.

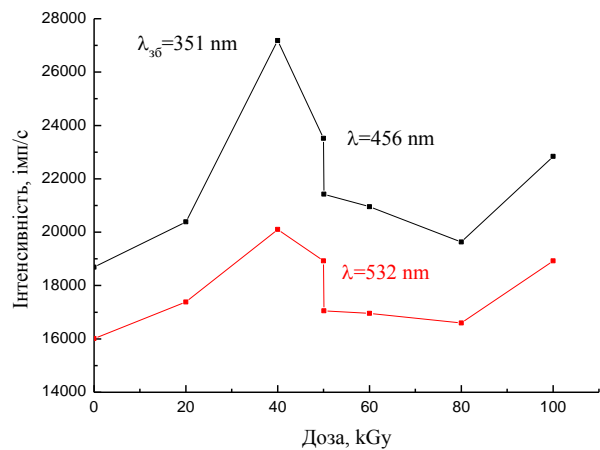


Рис. 2. Залежності інтенсивності люмінесценції від поглинутої дози для різних довжин хвиль спектра.

Кінцевий дефектний стан опроміненої речовини визначається конкуруючими процесами їхньої поелементної деструкції під дією високоенергетичних електронів, та процесами відновлення структури внаслідок самоорганізації, хімічної взаємодії, кластеризації структурних сегментів. Поки що дати однозначну відповідь що саме відбулося з молекулами валіну після опромінення електронами неможливо. Можна лише припустити, що більш суттєве збільшення інтенсивності випромінювання короткохвильового максимуму (радикали ОН) свідчить про переважну фрагментацію молекул валіну за їхньою участю.

На обох рисунках наведено два значення для зразків з поглинутою дозою 50 кГр. Це результат вивчення впливу часу опромінення зразків електронами. Дозу 50 кГр формували потоками електронів різної щільності. В одному випадку час становив 6 хв, в іншому – 15 хв. Виявлено, що час опромі-

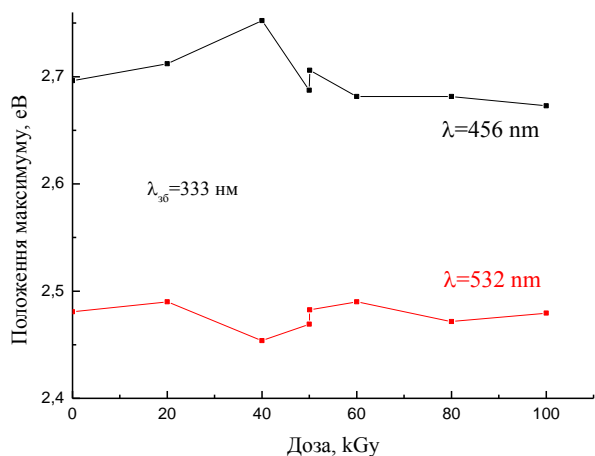


Рис. 3. Залежності зміни положення максимумів люмінесценції від поглинутої дози для різних довжин хвиль спектра.

нення зразків до однакової дози суттєво впливає на інтенсивність люмінесценції для обох максимумів. Збільшення часу опромінення призводить до зменшення квантового виходу люмінесценції, а отже і до більшого ступеня фрагментації молекул валіну. Аналіз зміни положення максимумів люмінесценції від поглинутої дози (рис. 3) лише підтверджує тезу про різну природу випромінювачів (ОН та СООН) у спектрах.

Перевірка наявності кристалічної структури у спресованому валіні за допомогою спектрів рентгенівської дифракції показала, що ми маємо справу з так званими молекулярними кристалами. Однак жодної їх суттєвої зміни (зміни кристалічної будови) для опромінених зразків нами не знайдено.

1. Yu.A. Bandurin et al. Eur. Phys. J. D 76 (2022) 9.

ФАЗОВА СТАБІЛЬНІСТЬ НАНОЧАСТИНОК Fe ПІД ВПЛИВОМ ІНДУКОВАНИХ РАДІАЦІЄЮ ВАКАНСІЙ

Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян

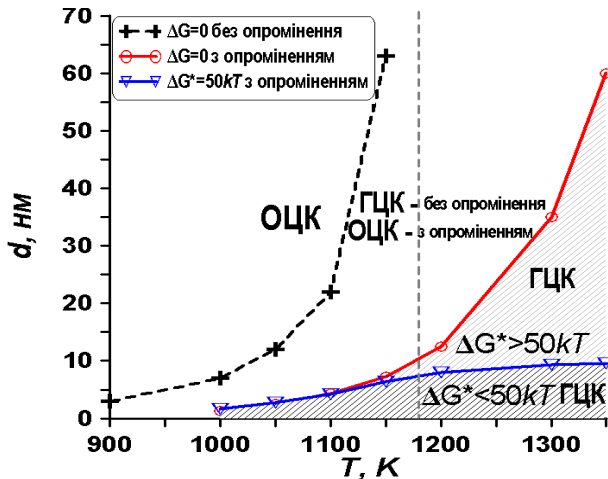
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

В умовах експлуатації дія радіаційного насичення вакансіями суттєво впливає на стабільність матеріалів, серед яких перспективними для ядерних реакторів нового покоління є високодисперсні матеріали. До таких матеріалів відносять металеві частинки наномасштабних розмірів. Саме тому виникає актуальне питання опису поведінки наночастинок під дією радіаційного опромінення з врахуванням притаманним ним нанорозмірним ефектам. Можна припустити, що наявність поверхонь у дисперсному матеріалі і збільшення відносної частки поверхні до об'єму матеріалу можуть покращити радіаційну стійкість у зв'язку зі зростанням кількості стоків радіаційних дефектів.

У цьому дослідженні ми пропонуємо модифіковану термодинаміку Гіббса для опису впливу насичення вакансій, дисперсії порошку та поверхневих енергій на фазову стабільність сферичних металевих наночастинок під час опромінення. Ми використовуємо наночастинок Fe, розміщені в інертному середовищі з можливістю поліморфних фазових переходів α -Fe до γ -Fe та γ -Fe до α -Fe як модельну систему завдяки наявності даних [1].

Наш підхід враховує нуклеацію через появу та ріст ембріона нової фази, що призводить до утворення двофазної системи $\alpha + \gamma$, і використовує термодинамічні розрахунки для визначення вільної енергії Гіббса наночастинок Fe в різних фазових станах з дефектами вакансійного типу. Ми також припускаємо в квазістаціонарному режимі утворення радіаційно-індукованих вакансій в α -Fe і γ -Fe фазах та наявність розмірної залежності радіаційних концентрацій точкових дефектів.

Результати розрахунків виявляють можливість радіаційного переходу, а також зони радіаційної стійкості наночастинок α -Fe та γ -Fe (рисунок для переходу α -Fe фази до γ -Fe фази під опроміненням). Розрахунки також показують, що нуклеація істотно змінює опис і ситуацію: фазовий перехід може бути заборонений через дуже високе значення енергетичного бар'єра фазового перетворення.



Представлення залежних від розміру та температури діаграми стабільності фази б-Fe для фазового переходу α -Fe \rightarrow γ -Fe під дією опромінення (границю стабільності позначено символом «o») та без радіації (границю стабільності позначено символом «+»). Вплив радіаційних вакансій призводить до зсуву (розширення) зони фазової стабільності початкової α -Fe. Умова $\Delta G^* = 50 \text{ kT}$ (k – стала Больцмана) є критерієм зародкоутворення нової γ -Fe фази.

На рисунку представлено діаграму фазової стабільності наночастинок заліза для фазового переходу α -Fe \rightarrow γ -Fe під дією опромінення та без радіації. Результати отримані на основі розрахунків і зумовлені конкуренцією між енергією накопичених вакансій у частинці, об'ємною енергією фазового перетворення та поверхневою енергією частинки. Припускається, що фазове перетворення α -Fe \rightarrow γ -Fe не може відбуватися у разі виконання умови для зміни енергії $\Delta G > 0$ і має місце у випадку $\Delta G < 0$.

Роботу виконано в рамках НДР № III-114-22 (PK 0122U001445, керівник – д.ф.м.н. А.С. Шірінян) і напряму досліджень лабораторії композитних матеріалів атомно-водневої енергетики ІПФ НАНУ.

1. A.S. Shirinyan, Y.S. Bilogorodskyy, O.M. Krit. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 23(4) (2022) 255.

НЕГАТИВНИЙ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИЙ ОПІР У СВІТЛОДІОДАХ InGaN ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

**Р. М. Вернидуб¹, Л. А. Кот¹, Ю. Б. Мирошніченко¹,
Т. І. Мосюк¹, Д. П. Стратілат², В. П. Таргачник²**

¹ Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Від’ємний диференціальний опір (ВДО), чи від’ємна негативна провідність (ВДП) виникає у радіотехнічних схемах при наявності у колі оберненого зв’язку, коли частина вихідної напруги (або ж струму) передається на вхід пристрою. У разі збігу фаз вихідного та вхідного сигналів амплітуда вихідного зростає. Напівпровідникові структури не мають зовнішньої лінії зворотного зв’язку, він у них забезпечується внутрішньокристалічним механізмом.

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) діодів із ділянками ВДО за формою ВАХ поділяють на N- та S-подібні (рис. 1 і 2).

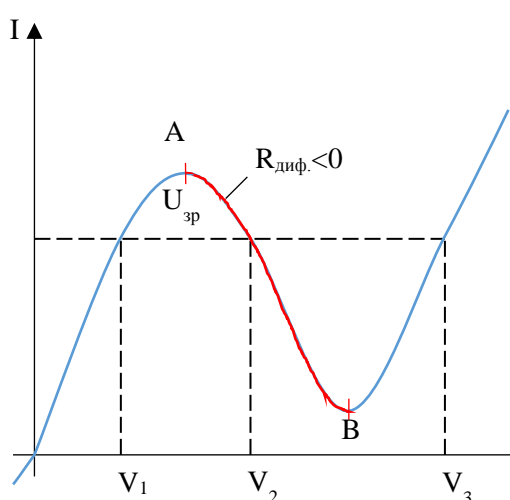


Рис. 1. Вольт-амперні характеристики світлодіодів N-типу.

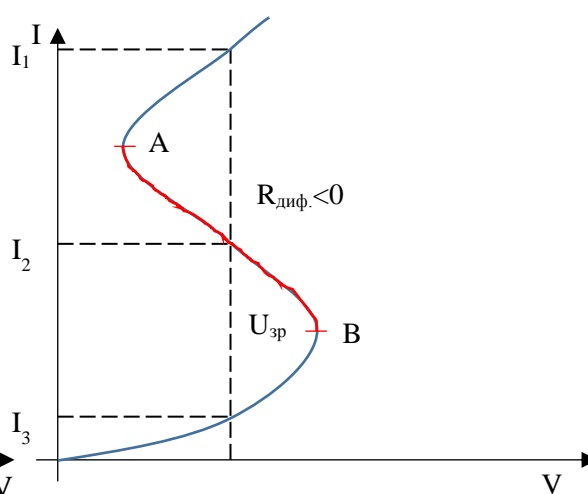


Рис. 2. Вольт-амперні характеристики світлодіодів S-типу.

Як видно з рис. 2, у S-діодах струм – багатозначна функція напруги; на ділянці АВ зростанню струму відповідає падіння напруги (опір, керований струмом). На ділянці ВДО N-діода зростання напруги супроводжується зменшенням струму (опір, керований напругою).

При низьких температурах ($T < 160$ К) світлодіоди (СД) InGaN – типові S-діоди (рис. 3). ВАХ яких у інтервалі малих струмів ($10^{-10} - 10^{-4}$ А) описується співвідношенням Шоклі

$$I = I_s \left(e^{\frac{qU}{m k T}} - 1 \right),$$

де I_s – зворотній струм насичення (тепловий струм), q – заряд електрона.

Коефіцієнт неідеальності « m » змінюється від 1 до 2, що вказує на дифузійно-рекомбінаційний механізм струмоперенесення. Зростання I вище 10^{-4} А зумовлює збільшення m ; вже при $U = U_{зр}$ ($U_{зр}$ – точка зриву, рис. 3) $m = 19 \div 20$. Великі значення коефіцієнта неідеальності підтверджують незастосовність моделі Шоклі в області великих струмів і свідчать про значний вплив омичного опору бази на процес перенесення заряду. Механізми, що сприяють виникненню негативного опору у діодах різного типу, досить різноманітні [1]. Серед них – це подвійна інжекція носіїв у збіднену область, зростання часу життя інжекттованих носіїв у компенсованому напівпровіднику, зростання їхньої рухливості, поглинання рекомбінаційного випромінювання СД його базою, а також особливості зонної структури кристала [2].

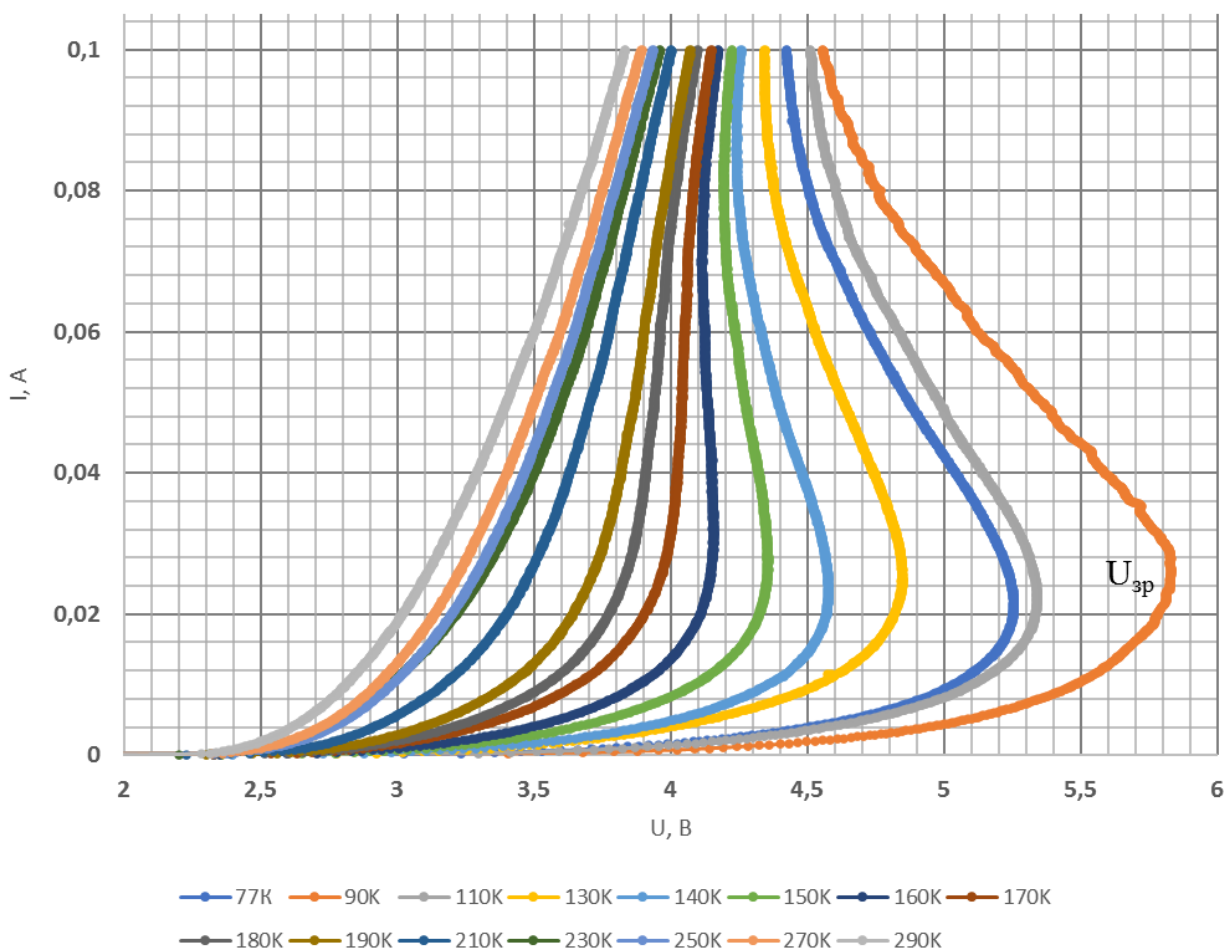


Рис. 3. Вольт-амперні характеристики S-типу світлодіодів InGaN в інтервалі температур 77 - 300 К.

Зважаючи на присутність квантових ям у СД InGaN та наявність значних п'єзоелектричних полів, можна очікувати, що в основі процесу виникнення ВДО цих структур лежить ефект резонансного тунелювання носіїв, про можливість існування якого наголошувалось у роботі [3].

Опромінення електронами з $E = 2$ MeV СД InGaN призводить до зростання його диференційного опору внаслідок компенсації електропровідності бази приладу глибокими рівнями радіаційних дефектів; водночас спостерігається також зсув точки зриву U_{zp} у бік вищих напруг.

Величина диференційного опору $|dU/dI|$ на ділянці ВДО з підвищенням температури монотонно зростає, що, найімовірніше, зумовлено тепловим спустошенням носіїв на рівні інжектора.

1. И.М. Викулин, В.И. Стафеев. *Физика полупроводников* (Москва, Радио и связь, 1990) 263 с.
2. G. Gaydar et al. *Superlattices and Microstructures* 104 (2017) 316.
3. И.А. Прудаев и др. *ФТП* 47(10) (2013) 1391.

ОСОБЛИВОСТІ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СВІТЛОДІОДІВ ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

**Р. М. Вернидуб¹, П. Г. Литовченко², Т. І. Мосюк¹,
І. В. Петренко², Д. П. Стратілат², В. П. Таргачник²**

¹ Український державний інститут імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасні малогабаритні, високоенергетичні з низьким енергоспоживанням твердотільні джерела світла – світлодіоди (СД) стали незамінними в оптоелектронній техніці, інформаційних системах, каналах наземного та космічного зв'язку. Інтенсивний і швидкий розвиток нанотехнологій сприяв переходу до товщин напівпровідникових плівок порядку нанометрів зі специфічними властивостями, що дало змогу формувати області кристалів із дискретним розподілом енергетичних станів носіїв – квантові ями (КЯ). Це створило можливості для зосередження електронів та дірок лише у їхніх межах, звуживши таким чином швидкість рекомбінації через безвипромінювальні центри, розосереджені по всій збідненій області діода. Дискретність енергетичної структури КЯ забезпечила також малу ширину ліній випромінювання; нанорозміри – високу частоту передавання та опрацювання інформації.

Використання мікро- та мілі- СД InGaN підвищує роздільну здатність екранів.

СД із КЯ відіграють основну роль при виробництві «білих» джерел; їхній найпростіший і найдешевший варіант – у поєднанні голубого СД InGaN із жовтим люмінофором $Y_3Al_5O_{12}(Ce)$ в одному корпусі.

Наразі сконструйовані і діють «монолітні СД», у яких на базі одного кристала InGaN вирощено два джерела з різними довжинами хвиль випромінювання, при суміщенні яких виникає свічення близьке до природного – денного.

Наразі розроблена також нова гібридна напівпровідникова наноструктура, яка використовує ефект непроменевого резонансного перенесення енергій (RET) між «синьою» КЯ InGaN та полімером, де ефект перенесення близький до 72 %.

У поданому повідомленні наведено результати, одержані у процесі досліджень люмінесцентних характеристик СД InGaN.

Виявлено, що їхній спектр складається з трьох ліній Гауссової форми з $\lambda_{max} = 370$ нм (основна) та $\lambda_{max} = 550$ нм і $\lambda_{max} = 750$ нм – побічні. Зниження температури супроводжується зростанням інтенсивності двох останніх, причому перша, вузька, виникає внаслідок випромінювання КЯ, дві інші – дефектного походження.

Опромінення електронами з $E = 2$ МеВ призводить до зменшення інтенсивності свічення всіх трьох; падіння інтенсивності високоенергетичного випромінювання з $\lambda_{max} = 370$ нм найімовірніше зумовлене введенням безвипромінювальних рівнів радіаційних дефектів у області КЯ; зменшення інтенсивності свічення побічного – додатковим введенням електронами V_{Ga} та V_N .

ВПЛИВ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ НА ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛОДІОДІВ InGaN/GaN ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

Р. М. Вернидуб¹, Т. І. Мосюк¹, М. Б. Пінковська²,
О. І. Радкевич³, Д. П. Стратілат², В. П. Тартачник²

¹ Український державний інститут імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

³ Науково-дослідний інститут «Мікроприлад», Київ, Україна

Основою досліджуваних світлодіодів (СД) служать гетероперехідні структури, перевага яких порівняно із гомопереходами полягає у можливості плавної зміни довжини хвилі випромінювання через зміни складу розчину; їхня багатоямна будова дає змогу збільшувати локальну щільність носіїв струму, а відтак і їхню рекомбінаційну активність. Ефективність таких випромінювачів може сягати 80 %.

Дефекти структури твердого розчину InGaN та монокристалів GaN вивчені недостатньо. Використання γ -квантів Co^{60} , Cs^{137} та електронів з $E = 2 \text{ MeV}$ – зручний метод уведення у кристали точкових дефектів із контрольованою щільністю, який створює можливості для моделювання механізмів їхнього впливу на характеристичні величини приладів.

У поданому повідомленні наведено результати досліджень, виконаних на вихідних та опромінених зразках. Опромінення відбувалося при температурі, не вищій кімнатної, вимірювання електричних характеристик (ВАХ) та електролюмінесценції проводилися в інтервалі 77 - 300 К.

Головна особливість ВАХ СД InGaN порівняно з діодами, вирощеними на основі Si, чи Ge – існування області від'ємного диференційного опору (ВДО) на ВАХ, яка починає проявлятися після $T \leq 130 \text{ K}$.

Зворотний струм діода при $I = 10^{-8} - 10^{-10} \text{ A}$ – пробійного характеру; зростання $I_{\text{пр}}$ внаслідок підвищення температури зразка свідчить про його тунельну природу. Опромінення спричиняє збільшення величини диференціального опору $|dU/dI|$ на ВАХ до переходу у стан ВДО у результаті компенсації електропровідності бази діода радіаційними дефектами і частково «поліпшує» зворотну гілку ВАХ, зменшуючи зворотний струм.

Спектри випромінювання досліджуваних СД – Гауссової форми; низькоенергетична частина містить фонне повторення основної лінії з $\lambda_{\text{max}} = 482 \text{ nm}$ (рис. 1)

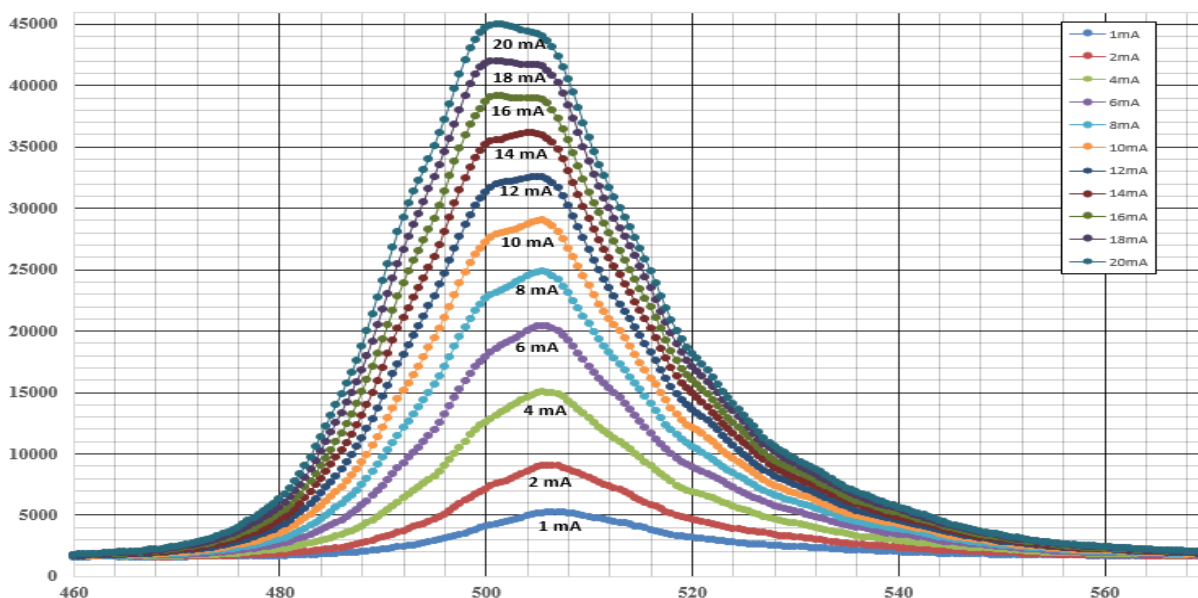


Рис. 1. Спектри випромінювання зеленого СД InGaN, $\lambda_{\text{max}} = 505 \text{ nm}$ при $T = 290 \text{ °K}$ ($I = 1 \div 20 \text{ mA}$).

Виявлено «голубий зсув» максимуму спектра на $\Delta\lambda = 7 \text{ nm}$ – наслідок дії ефекту Штарка та заповнення верхніх рівнів квантової ями.

Характерна особливість СД InGaN – швидке падіння квантового виходу η після $I = 2,6 \text{ mA}$ (ефект «зеленої долини»).

Опромінення СД призводить до монотонного падіння інтенсивності свічення (рис. 2).

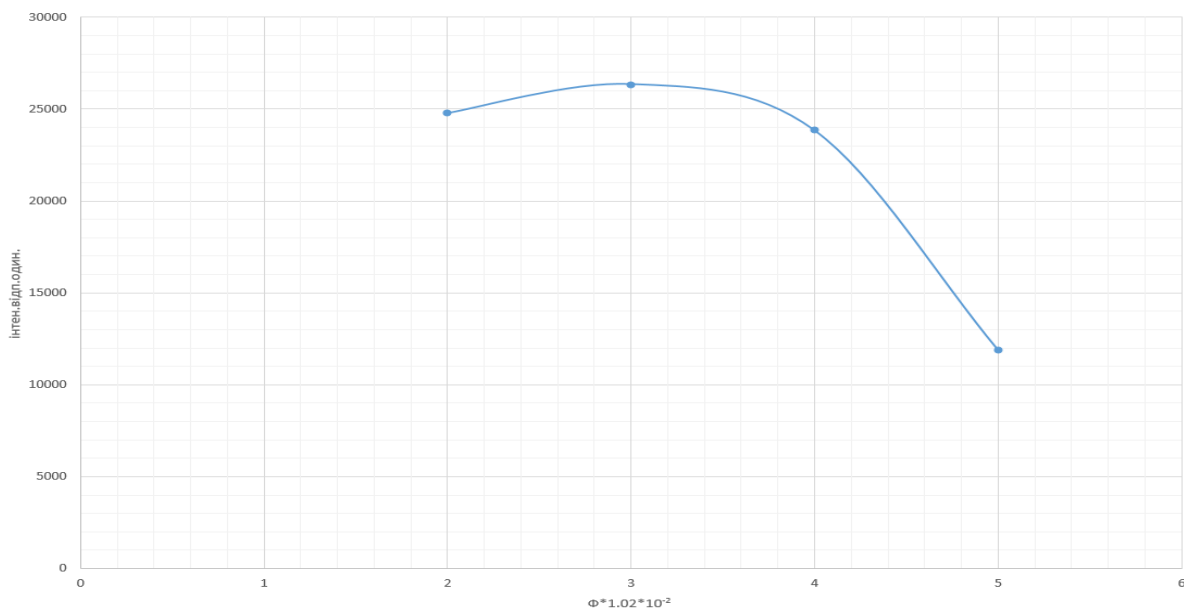


Рис. 2. Дозова залежність інтенсивності свічення СД InGaN у результаті електронного опромінення.

Введення радіаційних дефектів супроводжується загальним зменшенням η (рис. 3)

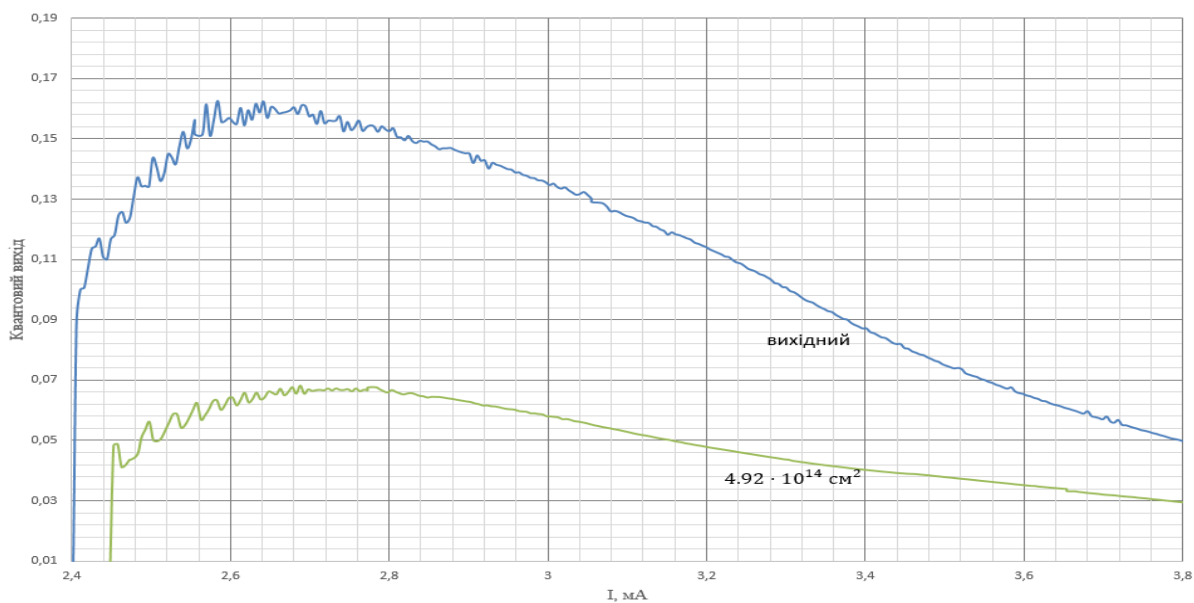


Рис. 3. Залежність величини квантового виходу СД InGaN/GaN від струму.

ДОПОВНЕННЯ ДО МОДЕЛІ ЕВОЛЮЦІЇ МІКРОСТРУКТУРИ ЛАВОПОДІБНИХ ПАЛИВОВМІСНИХ МАТЕРІАЛІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АЕС

С. В. Габєлков, І. В. Жиганюк

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Україна

У результаті запроектої аварії на 4-му блоці ЧАЕС у 1986 р. сформувалися лавоподібні паливовмісні матеріали (ЛПВМ). Ці матеріали містять основну частину радіонуклідів зруйнованого реактора й тому вимагають постійної уваги фахівців [1].

Модель еволюції мікроструктури ЛПВМ була створена в 2016 р. після узагальнення даних по елементах структури ЛПВМ і досягнення розуміння природи їхнього формування [1]. Для цього було виділено основні процеси, що проходять у ЛПВМ, і з'ясовано послідовність їхнього протікання. Було визначено етапи деградації ЛПВМ, з'ясовано черговість їх, оцінено їхню тривалість тощо. Завдяки удосконаленим методам досліджень [2] було отримано нові дані по коричневій кераміці ЛПВМ та оновлено модель еволюції мікроструктури [3]. Оновлена модель дала можливість прогнозувати стан і поведінку ЛПВМ. Однак, для підвищення якості прогнозування, вона вимагає уточнення та доповнення.

Мета роботи – доповнення моделі еволюції мікроструктури ЛПВМ для прогнозування їхнього стану і поведінки при оцінці ядерної, радіаційної та екологічної безпеки Нового безпечного конфайнменту в найближчій і віддаленій перспективі.

Експериментально встановлено, що коричнева кераміка ЛПВМ є склокерамічним матеріалом [3]. Скломатриця (склофаза) є «недовареним» склом і має нерівномірний розподіл елементів. У ній знаходяться кристалічні включення оксидів урану $UO_{2,34}$, чорнобиліту $Zr_{1-x}(U_x)SiO_4$, кубічного $c-Zr(U)O_2$ та тетрагонального $t-Zr(U)O_2$ оксидів цирконію, стабілізовані оксидом урану. Встановлено наявність силікату урану $K_2(UO_2)_2(Si_2O_5)_3 \cdot H_2O$ (вікситу) та присутність таких кристалічних фаз: силікату алюмінію Al_2SiO_5 , можливо, силікату кальцію Ca_2SiO_4 та оксидів кремнію SiO_2 : орторомбічного (1), орторомбічного (2), тригонального і, можливо, тетрагонального. Матеріал також має газові пори, нанорозмірні порові канали та тріщини. ЛПВМ пронизано тріщинами та наноканалами, які з'єднали газові пори між собою та із зовнішнім середовищем. Нанорозмірні порові канали розподілено в матеріалі нерівномірно.

За останні роки методами електронної мікроскопії та рентгенівської дифракції (з використанням нового методу обробки даних рентгенівської дифракції для багатофазних матеріалів з їх малим вмістом) уточнено фазовий склад чорної кераміки [4, 5]:

1. оксид урану у включених, як практично й у коричневій кераміці, окислився до $UO_{2,338}(U_4O_9)$;
2. уперше встановлено наявність фази, що вміщує уран, Рамоїту $K_2Ca[(UO_2)_3O_3(OH)_2]_2 \cdot 6H_2O$;
3. уперше встановлено наявність оксиду магнію MgO , Катоїту $Ca_{2,916}Al_2(SiO_4)_{1,104}(O_4H_4)_{1,89}$, силікату кальцію магнію $CaMgSiO_4$, алюмінату магнію $MgAl_2O_4$ та силікатів магнію $MgSiO_3$ і Mg_2SiO_4 ;
4. підтверджено наявність чорнобиліту $Zr_{1-x}U_xSiO_4$ та, можливо, заліза $\alpha-Fe$ (ферит).

Більша частина урану в кристалічних фазах знаходиться у вигляді уранілоксиду гідроксигідрату, Рамоїту $K_2Ca[(UO_2)_3O_3(OH)_2]_2 \cdot 6H_2O$, а не оксиду урану $UO_{2,338}(U_4O_9)$.

Серед великої кількості фізичних і хімічних процесів, що проходили раніше і проходять зараз в ЛПВМ, в моделі виділено ті з них, що визначально впливають на формування структури ЛПВМ [1, 3]:

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 порових каналах;
3. окислення повітря оксиду урану UO_2 у включеннях до $UO_{2,34}$ у коричневій кераміці та до UO_3 (більшої частини) і до $UO_{2,34}$ (меншої частини) у чорній кераміці;
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 з оксидами урану та склофазою, утворення гідратів сполук урану;
7. взаємодія води із силікатною склофазою, утворення гідратів сполук, що не містять урану;
8. кристалізація силікатної склофази, утворення кристалічних фаз, силікатів, алюмінатів тощо.

Дослідження [1, 3] підтвердили процес окислення оксиду урану у включеннях. Воно проходило не тільки в процесі аварії, а й протягом більш ніж 30 років після неї.

Установлено розвиток процесу радіаційно-стимульованого синтезу: Вікситу $K_2(UO_2)_2(Si_2O_5)_3 \cdot H_2O$ при взаємодії оксиду урану у включеннях з оксидом кремнію й оксиду калію силікатної матриці та

води в коричневій кераміці [3] та Рамоіту $K_2Ca[(UO_2)_3O_3(OH)_2] \cdot 6H_2O$ при взаємодії оксиду урану у включеннях з оксидами калію й кальцію силікатної матриці та води в чорній кераміці [4, 5].

Як у коричневій, так і в чорній кераміці більше, ніж за три десятиліття після аварії пройшла часткова кристалізація склофази ЛПВМ [3, 5]. Кристалізація перебуває на початковій стадії. Вміст кристалічних фаз, які сформувалися завдяки кристалізації, становить до 10 %.

У моделі було виділено стадії еволюції мікроструктури та деградації внутрішнього об'єму ЛПВМ, визначено послідовність їх і оцінено їхню тривалість [1, 3]:

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. Почалася відразу після аварії. Тривалість стадії до 10 - 12 років. Вже закінчилася.

2. Окислення оксиду урану у включеннях ЛПВМ за рахунок проникнення повітря по відкритих нанорозмірних порових каналах. Почалася ще під час аварії та продовжилася після аварії вже після формування відкритої пористості, продовжується і зараз. У чорній кераміці практично завершилася.

3. Формування тріщин в ЛПВМ за рахунок збільшення об'єму включень оксидів урану при їхньому окисненні. Почалася з окисненням оксиду урану у включеннях після аварії. У коричневій кераміці продовжується, в чорній – практично завершилася.

4. Проникнення води в ЛПВМ по тріщинах. Взаємодія її із включеннями оксидів урану. Утворення оксигідроксидів урану. Почалася після формування тріщин. Продовжувалася до 2018 р. Після завершення будівництва Нового безпечного конфайнменту ця стадія практично завершилася. Проникнення води припинено та процеси стадії 4 суттєво сповільнилися.

Стадії еволюції мікроструктури можуть частково накладатися один на одного.

Результати останніх п'яти років дають змогу виділити ще дві стадії:

5. Проникнення води в ЛПВМ по тріщинах. Взаємодія її зі склофазою. Утворення неуранових оксигідроксидів. Почалася після формування тріщин. Ця стадія, як і стадія 4 практично завершилася. Процеси стадії 5 також суттєво сповільнилися.

6. Кристалізація силікатної склофази. Почалася ще при охолодженні лав під час аварії, протікала протягом усіх 37 років після аварії та продовжується і зараз. Тривалість може бути до декількох десятиліть.

Таким чином, коричнева кераміка ЛПВМ у даний час знаходиться на стадіях 2, 3, 4 та 6, а чорна кераміка – на стадіях 4, 5 та 6.

Доповнена та оновлена модель еволюції мікроструктури ЛПВМ дасть змогу підвищити якість прогнозів стану та поведінки цих матеріалів на найближчу та віддалену перспективу. При розробці в майбутньому методів та технологій поводження з паливовмісними матеріалами, що сформувалися в умовах аварій на атомних електростанціях у Чорнобилі (Україна) та Фукусімі (Японія), необхідно буде враховувати еволюцію мікроструктури та можливі особливості деградації цих матеріалів.

1. S.V. Gabielkov, A.V. Nosovskiy, V.N. Shcherbin, Problems of Nuclear Power Plants' Safety and of Chornobyl. 26 (2016) 75.
2. A.D. Skorbun et al. Ukr. J. Phys. 64 (2019) 862.
3. S.V. Gabielkov, I.V. Zhyganiuk, Ukr. J. Phys. 66(4) (2021) 348.
4. С.В. Габелков та ін. У кн.: VI Міжнародна конференція «Проблеми зняття з експлуатації об'єктів ядерної енергетики та відновлення навколишнього середовища», Україна, Славутич, 27 - 29 квітня 2021 р. Збірник матеріалів (Чернігів, НУ «Чернігівська політехніка» 2021) 61.
5. S.V. Gabielkov et al. J. Nucl. Mat. 579 (2023) 154392.

КОМП'ЮТЕРНА МОДЕЛЬ ДЖЕРЕЛА НЕЙТРОНІВ НА ЛІНІЙНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ ЕЛЕКТРОНІВ ЛПЕ-30

**С. П. Гоков¹, В. М. Горбач², В. В. Кантеміров¹, В. Й. Касілов¹,
Л. М. Колпакова², О. А. Люхтан², Є. В. Цяцько¹**

¹ ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут", Харків, Україна

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

Для проведення досліджень у галузі фундаментальної та прикладної ядерної фізики, енергетики, та ядерної медицини розробляється джерело нейтронів на базі лінійного прискорювача електронів ННЦ ХФТІ ЛПЕ-30. Джерело нейтронів буде встановлено на виході лінійного прискорювача електронів ЛПЕ-30, воно подібне до [1]. Лінійний прискорювач електронів має такі характеристики: енергія пучка змінюється в діапазоні 7 - 30 МеВ, середній струм 1 - 60 мкА, максимальний розрахунковий потік нейтронів, який можна отримати за допомогою вольфрамового конвертера $5 \cdot 10^{11}$ у 4л. Електронний пучок виводиться в атмосферу через тонку титанову фольгу. Розроблене джерело нейтронів засноване на відомому принципі, що полягає в наступному. Електрони на виході прискорювача бомбардують металеву мішень з високим Z (наприклад, вольфрам). Результуюче гамма-гальмівне випромінювання взаємодіє з атомами тієї ж мішені, і в результаті реакції (γ, n) генерується потік нейтронів.

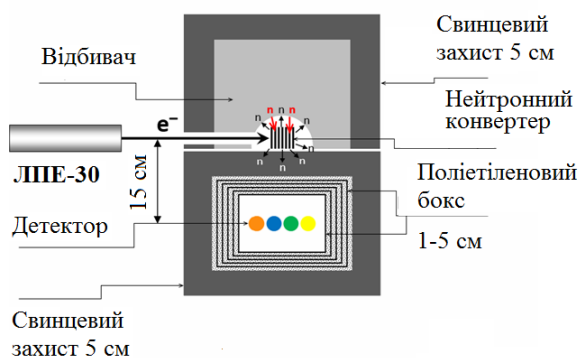


Рис. 1. Схема джерела нейтронів.

Джерело нейтронів складатиметься з вольфрамового електронно-нейтронного конвертера, нейтронного відбивача, свинцевого захисту від супутнього гамма-фону навколо відбивача, детектора нейтронів, свинцевого захисту навколо детектора та поліетиленової коробки для отримання потоків нейтронів різної енергії. Система досить компактна, складатиметься з кількох частин, її лінійні розміри не перевищуватимуть 60 см, тому при необхідності (проведення експерименту) її можна змонтувати протягом кількох годин. Після проведення експериментів з використанням нейтронних потоків цю систему

можна швидко демонтувати, щоб не заважати іншим дослідженням. Електронний пучок від лінійного прискорювача проводиться через отвір у свинцевому захисті та графітовому відбивачі до електронно-нейтронного конвертера повного поглинання (чотири вольфрамові пластини товщиною 2 мм, розташовані одна за одною). Генерований потік нейтронів, частково відбиваючись, частково поглинаючись відбивачем, проходить через свинцевий екран, поліетиленову коробку і реєструється нейтронним детектором. Схема нейтронного джерела наведена на рис. 1.

У роботі розроблено комп'ютерну модель нейтронного джерела на виході лінійного прискорювача електронів у середовищі GEANT4 при використанні PhysList QGSP_BERT_HP [2]. Адронна частина цього фізичного листа складається з пружних, непружних процесів, процесів захоплення та поділу. Кожний процес складається з набору перерізів і моделей взаємодії, які забезпечують детальну фізичну реалізацію. Відомо, що для отримання максимального виходу нейтронів товщина мішені повинна бути не менше 5 радіаційних довжин [3]. Для вольфраму радіаційна довжина становить 0,17 см для енергії електронів 30 МеВ. Тому ми обрали товщину W-мішені, що дорівнює 0,8 см. Мішень складається з чотирьох вольфрамових пластин товщиною 2 мм і поперечним розміром 20×20 мм. Відстань між пластинами 1 мм.

При моделюванні в GEANT4 параметри падаючого електронного пучка (енергетичний спектр, просторовий розподіл) узгоджувалися з експериментальними даними. Виконане моделювання довело, що вихід нейтронів при енергії електронів 25 МеВ становить $2 \cdot 10^{-3} N_n/Ne$. Для джерел нейтронів, заснованих на взаємодії гамма-випромінювання з ядром, характерний енергетичний спектр нейтронів з найбільш імовірною енергією 0,6 МеВ і середньою 1,8 МеВ.

У моделі використовувався графітовий відбивач з розмірами $30 \times 30 \times 30$ см з робочою зоною у вигляді напівсферичного купола, радіус якого 5 см, свинцевий ящик товщиною 5 см, поліетиленовий ящик товщиною 5 см, детектор нейтронів площею 100 см^2 . Робоча зона відбивача була вибрана у формі півсфери, оскільки, як показано в [4, 5], вона є оптимальною для багатьох випадків систем

формування нейтронного потоку, зокрема, для ядерних реакторів. Проведено ряд віртуальних експериментів на 10^7 первинних електронів. Комп'ютерний експеримент показав, що при використанні графітового відбивача з радіусом робочої зони 5 см кількість нейтронів у місці розташування детектора збільшується на 24 %.

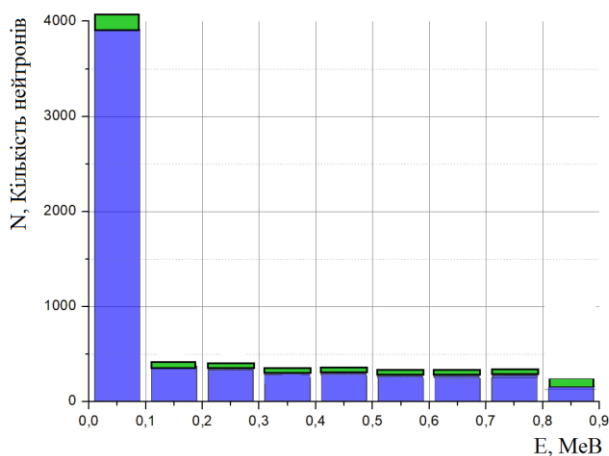


Рис. 2. Енергетичні спектри і кількість нейтронів.

У роботі представлено енергетичні спектри та кількість нейтронів, зареєстрованих нейтронним детектором; вони показані на рис. 2. Середня статистична похибка визначена як квадратний корінь із кількості зареєстрованих подій. На схемі помилка показана зеленим кольором. Розрахунки довели, що поліетиленова коробка може значно знизити енергію нейтронного потоку. При проходженні 5 см поліетиленового сповільнювача первинний пучок нейтронів з найбільш ймовірною енергією 0,6 MeV перетворюється на потік нейтронів з енергією менше 100 keV (80 % частинок), який може бути використаний для досліджень в галузі ядерної енергетики, медицини, зокрема для нейтронозахоплюючої терапії.

Також було встановлено, що відбивач нейтронів зменшує потік нейтронів від електрон-нейтронного конвертера в навколишнє середовище, і тим самим, покращує радіаційний фон у бункері прискорювача. Для оцінки захисних властивостей відбивача в моделі використовувався великий нейтронний детектор, який повністю оточував рефлектор. Проведені дослідження довели, що при використанні графітового відбивача розміром $30 \times 30 \times 30$ см потік нейтронів, зареєстрований детектором, зменшується в три рази порівняно з випадком відсутності відбивача.

Робота лінійного прискорювача електронів регламентується нормами радіаційного фону, зазначеними в санітарному паспорті. Відповідно, зменшення радіаційного навантаження в бункері прискорювача, за рахунок використання нейтронного відбивача, дасть змогу збільшити максимальний струм прискорювача в кілька разів і пропорційно збільшити робочий потік нейтронів у місці опромінення зразків.

1. В.В. Митроченко та ін. Джерело нейтронів на виході лінійного прискорювача електронів ЛУЕ-40. У кн.: XX конференція з фізики високих енергій і ядерної фізики. Тези доповідей. 2022, Харків, Україна, с. 25.
2. GEANT 4. Book For Application Developers. Release 10.6. 455 p.
3. В.П. Ковалев. Вторичное излучение ускорителей электронов (Москва: Атомиздат, 1979) 200 с.
4. А.Н. Климов. Ядерная физика и ядерные реакторы (Москва: Энергоатомиздат, 1985) 352 с.
5. В.Е. Левин. Ядерная физика и ядерные реакторы. 4-е изд., перераб. и доп. (Москва: Атомиздат, 1979) 288 с.

АВТОКОЛИВАННЯ В МОЛЕКУЛЯРНИХ КРИСТАЛАХ, ОПРОМІНЮВАНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ

І. Ю. Голіней, Є. В. Онисієнко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Досліджено можливість виникнення коливань при опроміненні електронами молекулярного кристала, поміщеного в термостат. Проаналізовано залежність явища від параметрів.

При опроміненні кристала метану електронами спостерігалися регулярні періодичні коливання тиску в резервуарі [1]. Ці викиди газу з опроміненого зразка пояснено в роботі [2] як прояв термоконцентраційних автоколивань – при опроміненні створюються радикали CH_3 , об'єднання яких супроводжується виділенням тепла. Існує, втім, інший механізм автоколивань в опроміненому електронами кристалі. Швидкі електрони іонізують молекули кристала, вибиваючи з них електрони й залишаючи за собою позитивно заряджені іони. Електрони швидко захоплюються пастками, наприклад автолокалізуються, і втрачають рухливість. Звільнення електронів з пасток залежить від температури. Вільні електрони мають високу рухливість і можуть рекомбінувати з іонами, внаслідок чого виділяється тепло. Підвищення температури призводить до збільшення ймовірності рекомбінації, яка супроводжується підвищенням температури. Виникає необхідний для автоколивань позитивний зворотний зразок. Вважається, що система перебуває в термостаті, який забезпечує охолодження й повернення в низькотемпературний стан.

Опромінений електронами кристал описується системою рівнянь:

$$\frac{dn_+}{dt} = G_+ - Kn_+n_-$$

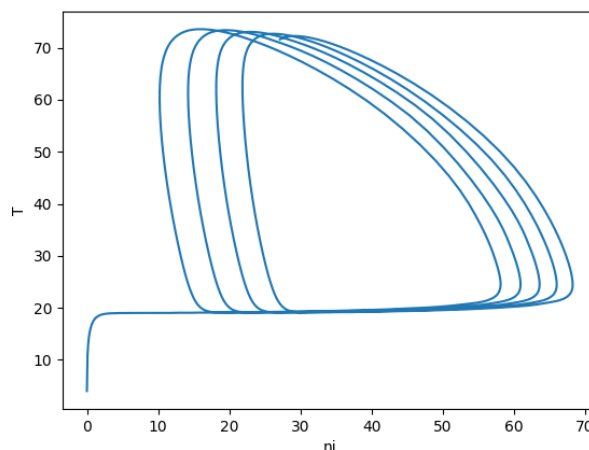
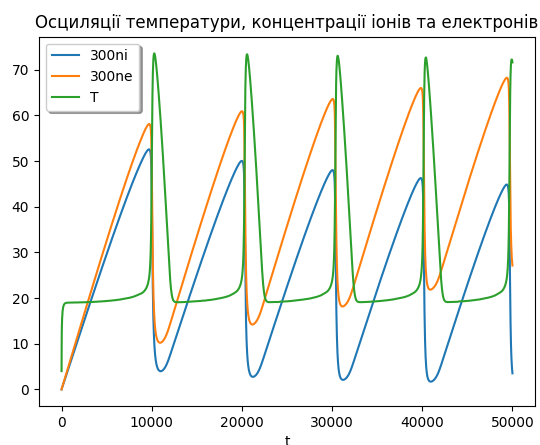
$$\frac{dn_-}{dt} = G_- - Kn_+n_- - \gamma_-n_- + \gamma_t n_t$$

$$\frac{dn_t}{dt} = \gamma_-n_- - \gamma_t n_t$$

$$C(T) \frac{dT}{dt} = P + EKn_+n_- - \varepsilon(\gamma_-n_- + \gamma_t n_t) + \beta(T_{th} - T).$$

Тут n_+ – концентрація іонів, n_- – концентрація вільних електронів, n_t – концентрація електронів, захоплених на пастки, G_+ – швидкість створення іонів при опроміненні, G_- – швидкість створення вільних електронів. K – коефіцієнт рекомбінації вільного електрона з іоном, γ_- – швидкість захоплення вільних електронів на пастки, γ_t – ймовірність звільнення електрона з пастки. $C(T)$ – теплоємність зразка, E – енергія, яка виділяється при рекомбінації електрона та іона, P – енергія, яка виділяється в зразку при опроміненні, безпосередньо не пов'язана з іонізацією, ε – глибина пастки, β – коефіцієнт теплопередачі, T_{th} – температура термостату. Коефіцієнти γ_t та γ_- пов'язані правилом детальної рівноваги.

Система рівнянь розв'язувалася чисельно після виключення швидкого процесу захоплення електронів на пастки. При опроміненні постійно створюються електрони, тож система не має стаціонарної точки. Початковими умовами були рівність температури термостату та відсутність заряджених частинок, що створюються тільки при опроміненні. Часова динаміка зміни температури, числа іонів та загального числа електронів, а також фазовий портрет системи показано на рисунку при значеннях параметрів, при яких виникають автоколивання. З часом через накопичення електронів початково великоамплітудні автоколивання затухають. Особливістю фазового портрету є те, що траєкторії, спроектовані на площину n_+ , T перетинаються, тобто граничний цикл не виникає. Проаналізовано залежність типу фазових траєкторій від параметрів, окреслено область існування коливального режиму.



Залежність температури, концентрації іонів та електронів від часу в осциляторному режимі та фазовий портрет системи в координатах n_+ , T .

Для кристала метану запропонований механізм конкурує з механізмом об'єднання радикалів. Питання про те, який з механізмів реалізується насправді залежить від параметрів. Для частини параметрів можна зробити розумні оцінки, але деякі з них, наприклад коефіцієнт теплопередачі між зразком і термостатом, залежать від конкретного експерименту.

1. І.В. Хижний та ін. Взрывная десорбция частиц из твердого метана, индуцированная электронным пучком. *Фізика низьких температур* 44 (2018) 1565.
2. М.А. Bludov et al. Self-oscillations in solid methane irradiated by electrons. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 21 (2020) 312.

ВИЗНАЧЕННЯ КРИТИЧНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ КРИХКОСТІ МЕТАЛУ КОРПУСУ РЕАКТОРА У ВИХІДНОМУ СТАНІ

М. М. Заразовський

ТОВ «ІПП-ЦЕНТР», Київ, Україна

У роботі описано практичну проблему з «недовизначення» критичної температури крихкості (КТК) металу корпусів реакторів (КР) у вихідному стані (далі – початкова КТК). На прикладі кількісно показано, як даний фактор призводить до штучного заниження ресурсу КР. Запропоновано два методи визначення початкової КТК. Перший полягає у її визначенні відповідно з п. 5.5 Додатку 2 ПНАЭ Г-7-002-86 [1] (далі – Норми) базуючись на об'єднаній вибірці даних випробувань зразків Шарпі на ударний згин, яка складається з паспортних даних і контрольних комплектів зразків-свідків (ЗС).

КТК є однією з найважливіших характеристик металу КР, оскільки вона визначає ресурс КР. Для забезпечення консерватизму Норми [1] регламентують визначати її з певним запасом – згідно із методикою, наведеною в п. 5.5 Додатку 2 [1]. У зв'язку з цим на заводі-виробнику КР проводилися випробування на ударну в'язкість зразків Шарпі з метою визначення початкової КТК, T_{K0} . Ці дані заносяться до паспорта КР. При цьому на визначення T_{K0} може знадобитися до 36 зразків.

З причини обмеження кількості ЗС, що завантажуються в реактор, і нерівномірності їхнього опромінення, визначити КТК металу КР після напрацювання відповідно до п. 5.5 Додатку 2 [1] – неможливо. Тому КТК металу КР після напрацювання, визначають непрямим методом – по ідеології зсуву КТК.

$$T_K = T_{K0} + \Delta T_K, \text{ де } \Delta T_K = T_{KF} + T_{Ku}, \quad (1)$$

де T_K – розрахункова КТК після опромінення, ΔT_K – зсув КТК, T_{KF} і T_{Ku} – КТК металу після опромінення і КТК металу у вихідному стані відповідно, визначені експериментально з опромінених та контрольних ЗС за методикою п. 8 Додатку 2 [1]. Для простоти розуміння метод визначення консервативної КТК згідно з п. 5.5 Додатку 2 [1] будемо називати *Метод 1*, а метод п. 8 Додатку 2 [1] – *Метод 2*.

Однією з найважливіших проблем при обґрунтуванні ресурсу КР АЕС України є проблема з «недовизначення» T_{K0} . Через людський фактор майже в половині випадків на заводі-виготовлювачі КР при проведенні експериментів відповідно до *Методу 1* їх чомусь зупиняли при певній температурі і не виконувалися далі при нижчих температурах, при яких би умови T_{K0} *Методу 1* не виконалися б.

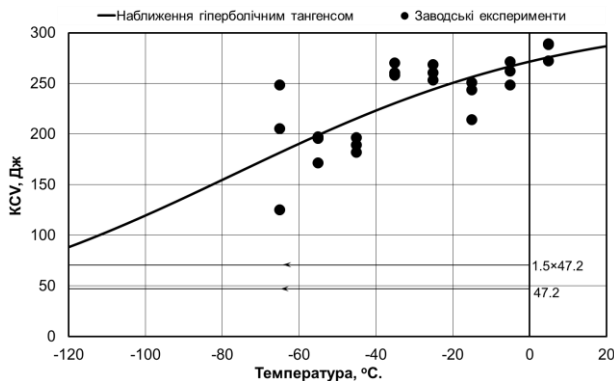


Рис. 1. Результати здавальних випробувань ударної в'язкості (паспортні дані) основного металу нижньої обичайки КР ХАЕС-1, які виконані на заводі-виготовлювачі КР у рамках визначення T_{K0} (47,2 Дж і 1,5·47,2 Дж – критеріальні значення ударної в'язкості при яких перевіряється, чи виконуються певні умови *Методу 1* для підтвердження T_{K0} (див п. 5.5 Додатку 2 [1]).

(тобто, коли відмінність між T_{K0} і T_{Ku} 20 °C і більше) ми можемо отримати формальне незабезпечення ресурсу КР.

З метою вирішення цієї проблеми автором запропоновано об'єднати результати випробувань паспорта КР та всіх КК ЗС і до цієї вибірки застосувати *Метод 1*. Обґрунтуванням цього підходу є те, що і при здавальних випробуваннях, і при дослідженні ЗС КК використовувалися зразки ідентичного

На рис. 1 показано приклад заводських випробувань для визначення T_{K0} . Видно що експерименти зупинилися при досягненні температури -65 °C. У паспорті КР вказано $T_{K0} = -65$ °C, хоча очевидно, що рівень критеріальних значень ударної в'язкості, при яких перевіряються умови *Методу 1* для її підтвердження/не підтвердження значення T_{K0} не досягнуто (для достовірного визначення T_{K0} експерименти з поступовим зменшенням температури випробування повинні проводитися доти, поки умови *Методу 1* не будуть виконуватися). Тобто, насправді в даному випадку ми маємо не $T_{K0} = -65$ °C, а $T_{K0} = \leq -65$ °C.

Цей приклад не є критичним, якщо висловлюватися в термінах ресурсу КР, оскільки отримане доволі низьке значення T_{K0} . Однак, для випадків, коли внаслідок недовизначення, значення T_{K0} для металу зварного шва (ЗШ) більше -30 °C в сукупності з низьким значенням T_{Ku}

типорозміру, які вирізані з одного і того ж металу і випробовувалися відповідно до одних і тих же вимог (до зразків, ударного копра, вимірювання, обробки результатів тощо). На рис. 2 показано приклад об'єднаної вибірки даних ударної в'язкості металу ЗШ КР ХАЕС-1, з якого видно, що у випадку «недовизначення» T_{K0} з урахуванням даних КК ЗС можна отримати повний спектр енергій руйнування (як за в'язкого і крихкого руйнування, так і в перехідній зоні) і в повній відповідності до Норм [1] визначити T_{K0} .

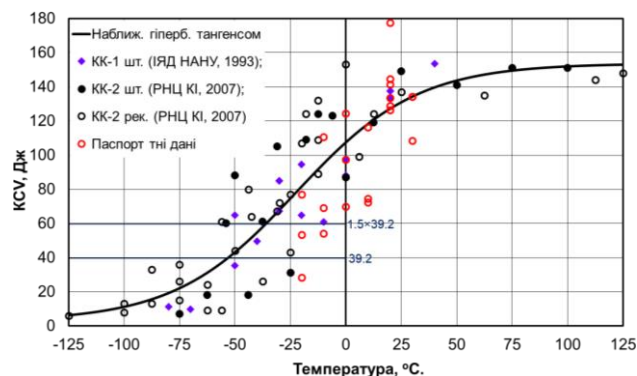


Рис. 2. Об'єднана вибірка даних випробувань ударної в'язкості металу ЗШ КР ХАЕС-1, що складена з паспортних даних, першого і другого контрольних комплектів (КК), а також реконструйованих ЗС. (РНЦ КІ – інститут, що досліджував КК-2; шт. – штатні ЗС; рек. – реконструйовані ЗС; 39,2 Дж і 1,5·39,2 Дж – критеріальні значення ударної в'язкості при яких перевіряється, чи виконуються умови Методу 1 для підтвердження T_{K0} .

Відзначимо, що для даного металу в паспорті вказано $T_{K0} = -20$ °С, у той час, як її переоцінка на максимальній вибірці становить $-42,5$ °С. У термінах ресурсу КР це є понад 20 додаткових років! Слід зауважити, що ідея уточнення T_{K0} з врахуванням КК ЗС не нова, у сусідній країні діє нормативний документ [2], але там обробка результатів не відповідає Нормам [1], крім цього [2] не чинний в Україні.

Проте бувають випадки, коли результатів КК ЗС недостатньо для визначення КТК (згідно із Методом 1 на одну температуру необхідно мати три або шість зразків), тому в даній роботі на основі переоцінки T_{K0} з паспортних даних всіх КР України за Методом 1, визначення $T_{ки}$ з цих же даних за Методом 2 та статистичної обробки отриманих наборів даних T_{K0} та $T_{ки}$ розроблено новий метод визначення T_{K0} .

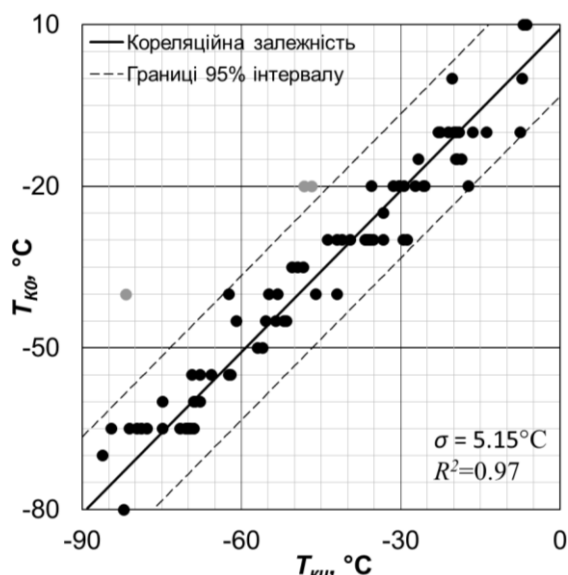


Рис. 3. Переоцінені паспортні дані початкової КТК (T_{K0}) металу КР українських АЕС та відповідні їм розраховані за Методом 2 значення $T_{ки}$ (сірим виділені точки, що виходять за межі 95% довірчого інтервалу $\pm 1,96 \cdot \sigma$, σ – стандартне відхилення, R^2 – коефіцієнт кореляції).

Відповідна обробка та аналіз паспортних даних ударної в'язкості металу КР (рис 3), показує, що між T_{K0} і $T_{ки}$ існує взаємно однозначний зв'язок, що виражається формулою найпростішого виду

$$T_{K0} = T_{ки} + K, \text{ де } K = 9,2 \text{ °С}, \quad (2)$$

де K – це по суті різниця між Методом 1 і Методом 2. Важливо відзначити, що якщо обрати кореляцію у вигляді лінійної функції $T_{K0} = k \cdot T_{ки} + b$ (що не фізично, оскільки різниця між методами не повинна залежати від температури), то це покращить кореляцію в термінах R^2 всього на 0,4%, що недоцільно.

Запропоновані в роботі методи визначення початкової КТК можуть бути використані на практиці при обґрунтуванні ресурсу КР АЕС України.

1. *Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок.* ПНАЭ Г-7-002-86. (Москва: Энергоатомиздат, 1989) 525 с.
2. *Методика определения гарантированного значения критической температуры хрупкости материалов корпусов реакторов в исходном состоянии и температурного коэффициента запаса для кривой трещиностойкости, обусловленного неоднородностью свойств материала по толщине стенки корпуса реактора, длине шва и по окружности обечайки.* РД ЭО 1.1.2.09.07.22-2007. 18 с.

ВПЛИВ ХІМІЧНОГО ФАКТОРА НА РАДІАЦІЙНЕ ОКРИХЧЕННЯ І ЗМІЦНЕННЯ ОСНОВНОГО МЕТАЛУ І МЕТАЛУ ЗВАРНИХ ШВІВ КОРПУСІВ РЕАКТОРІВ ВВЕР-1000

М. М. Заразовський¹, В. М. Ревка², Л. І. Чирко²

¹ ТОВ «ІПП-ЦЕНТР», Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

На основі результатів випробувань зразків-свідків (ЗС) корпусів реакторів (КР) ВВЕР-1000 АЕС України для основного металу (ОМ) і зварного шва (ЗШ) створено бази даних (БД) критичної температури крихкості (КТК), границі плинності (ГП) і референсної температури за підходом Майстер-Кривої (РТ). При створенні БД основна увага приділена переоцінці всіх результатів, в тому числі для початкового стану металу. Метою роботи є виконання статистичного аналізу цих БД на предмет виявлення впливу хімічного фактора (ХФ) на радіаційне окрихчення та зміцнення металу КР. Особливу увагу приділено дослідженню синергетичного (взаємо підсилюючого) ефекту (СЕ) між хімічними елементами.

Для виявлення впливу ХФ та СЕ на деградацію металу КР внаслідок опромінення запропоновано простий інженерний метод. Основні цілі розробки методу такі:

- використання простих (уникання нелінійних) та уніфікованих формул для трендових кривих, щоб забезпечити збіжність рішень і однозначність їх трактувань;
- критерій прийняття рішення щодо впливу ХМ фактора повинен ґрунтуватися на кількісному порівнянні параметра розкиду між даними та апроксимацією і між двома різними апроксимаціями.

Щоб задовольнити першу умову, ми звернулися до найбільш ранніх дослідницьких проектів в СРСР, результати яких зрештою призвели до нормативної кривої окрихчення [1] (далі – базова крива (БК)):

$$\Delta P(F_n) = C \cdot F_n^{1/3}, \quad (1)$$

де $\Delta P(F_n)$ – параметр, що піддається статистичному дослідженню, в нашому випадку це зсуви КТХ (ΔT_K), ГП ($\Delta \sigma_y$) та РТ (ΔT_0); C – емпірична константа, що визначається в результаті пошуку рішення методом найменших квадратів (МНК); F_n – нормалізований до 10^{22} флюєнс швидких нейтронів з енергією більше 0,5 МеВ. Під терміном «базова крива» мається на увазі, що подальші результати, отримані на трендах із врахуванням ХФ будуть кількісно порівнюватися з результатами (1). Зазначимо, що показник степені 1/3 в рівнянні (1) забезпечує однозначні аналітичні рішення апроксимації.

Для встановлення рівня впливу ХФ на параметр (ΔT_K , $\Delta \sigma_y$ або ΔT_0) використано двокроковий алгоритм [2]. На першому кроці тренд (1) модифікується врахуванням хімічного елемента в коефіцієнті $C = a + b \cdot El$ (a і b – константи, що визначаються МНК; El – вміст (в %) хімічного елемента в металі КР). На другому кроці визначається кількісний показник покращення апроксимації, яка враховує ХФ:

$$\Delta_{El} = 100 \% \cdot (\sigma_{BK} - \sigma_{El}) / \sigma_{BK}, \quad (2)$$

де σ_{BK} – стандартне відхилення (СВ) БК, σ_{El} – СВ модифікованої кривої, яка враховує ХФ. Критерієм прийняття рішення щодо впливу хімічного елемента на параметр приймемо інженерний $\Delta \geq 5 \%$.

Для прикладу на рис. 1 і 2 наведено БД ΔT_K і $\Delta \sigma_y$ для ЗШ КР ВВЕР-1000 АЕС України. У Таблиці наведено результати впливу окремого елемента на ΔT_K . Встановлено, що для металу ЗШ найбільший вплив на окрихчення мають кремній та нікель (виділено жирним), при чому збільшення вмісту кремнію зменшує окрихчення, а нікелю – збільшує. Для ОМ найбільший вплив мають фосфор та сірка.

Результати визначення ступеня впливу окремого хімічного елемента на зсув КТК

Зона КР	Парам. (2)	Хімічний елемент								
		<i>Cu</i>	<i>Mn</i>	<i>Si</i>	<i>Ni</i>	<i>P</i>	<i>S</i>	<i>Cr</i>	<i>Mo</i>	<i>C</i>
ОМ	$\sigma_{EL}, ^\circ\text{C}$	15,4	16,3	16,2	15,9	13,8	15,0	16,2	15,2	16,1
	$\Delta_{EL}, \%$	5,26	0,0	0,17	2,1	15,3	7,5	0,11	6,2	0,5
ЗШ	$\sigma_{EL}, ^\circ\text{C}$	17,5	17,4	12,8	15,5	17,9	18,1	17,0	18,1	16,8
	$\Delta_{EL}, \%$	3,8	3,9	29,2	14,8	1,6	0,3	6,7	0,3	5,8

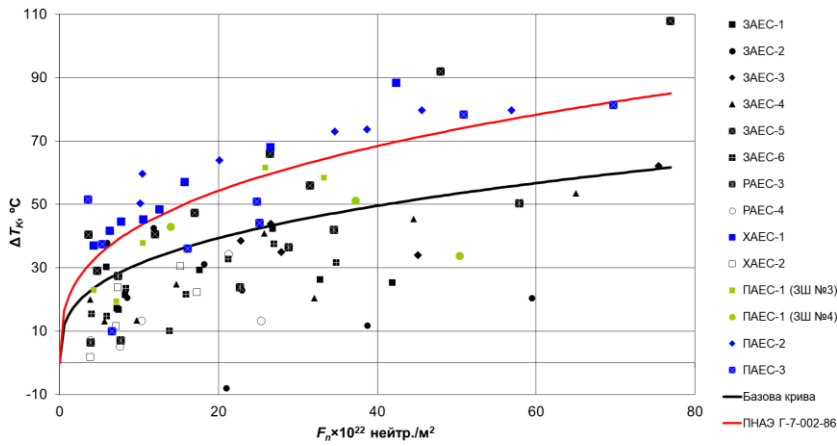


Рис. 1. База даних зсуву критичної температури крихкості зварних швів корпусів реакторів ВВЕР-1000 АЕС України (маркери відповідають різним АЕС України, що приведені в легенді; крива ПНАЭ Г-7-002-86 побудована для коефіцієнту радіаційного окрихчення 20 °С).

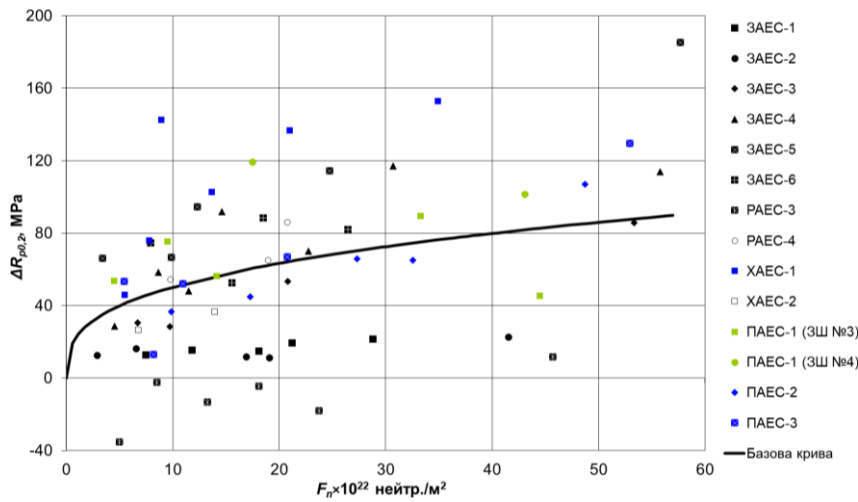


Рис. 2. База даних зсуву границі плинності зварних швів корпусів реакторів ВВЕР-1000 АЕС України (маркери відповідають різним АЕС України, що наведені в легенді).

Дослідження СЕ визначено за тим же алгоритмом, але з використанням таких апроксимацій:

$$\{\Delta T_K(F_n), \Delta \sigma_y(F_n), \text{або } \Delta T_0(F_n)\} = (a + b \cdot El_i + c \cdot El_j + d \cdot El_i \cdot El_j) \cdot (F_n)^{1/3}, \quad i \neq j, \quad (3)$$

де El_i і El_j – вміст i -го і j -го хімічного елемента (див. табл. 1). У результаті використання (3) для всіх комбінацій пар хімічних елементів встановлено, що для ЗШ між Ni і Mn має місце синергетичний ефект. Для ОМ СЕ між хімічними елементами не виявлено. Оскільки ЗШ є критичним з точки зору ресурсу КР, то надалі обмежимося описом результатів для цієї зони. У результаті подальшого статистичного аналізу для ЗШ запропоновано трендові криві для радіаційного окрихчення та зміцнення:

$$\Delta T_K(F_n) = (a + b \cdot Si + c \cdot Ni + d \cdot Ni \cdot Mn) \cdot F_n^{1/3}, \quad (4)$$

$$\Delta \sigma_y(F_n) = (a + b \cdot Cr + c \cdot Si + d \cdot Ni + e \cdot Mn \cdot Ni) \cdot F_n^{1/3}, \quad (5)$$

$$\Delta T_0(F_n) = (a + b \cdot Ni + c \cdot Cr + d \cdot Si + e \cdot Ni \cdot Mn) \cdot F_n^{1/3}. \quad (6)$$

Таким чином, для ОМ і ЗШ КР ВВЕР-1000 створені БД для ΔT_K , $\Delta \sigma_y$, ΔT_0 . За допомогою статистичної обробки цих БД кількісно встановлено ступінь впливу хімічних елементів на радіаційне окрихчення і зміцнення ОМ і ЗШ. Для ЗШ виявлено синергетичний ефект між нікелем і марганцем як для окрихчення, так і для зміцнення. Запропоновані вирази для радіаційного окрихчення та зміцнення можуть бути використані на практиці для уточнення відповідних характеристик металу КР та визначення характеристик металу тих зон КР, які не представлені в програмах ЗС.

1. *Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок.* ПНАЭ Г-7-002-86. (Москва: Энергоатомиздат, 1989) 525 с.
2. M. Zarazovskii, V. Revka, L. Chyrko. Chemical Composition Effect on Radiation Embrittlement and Hardening of WWER-1000 RPV Steels. Paper # STP164720220079. In: W.L. Server, M. Brumovský, M. Kirk (Eds). STP1647-EB Radiation Embrittlement Trend Curves and Equations and Their Use for RPV Integrity Evaluations (American Society for Testing and Materials, 2023).

МОДЕЛЮВАННЯ ФАЗОВИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ У НІТРИДІ НІОБІЮ

В. І. Іващенко¹, Н. Ю. Павлова², В. І. Шевченко¹

¹ Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Київ, Україна

² Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

Методом першопринципної молекулярної динаміки моделювалися структурні фазові перетворення в нітриді ніобію (NbN) за високих температур. З'ясовано, що перетворення фази η -NbN у фазу δ' -NbN за температури 2000 К та відсутності тиску відбувається через проміжну фазу, симетрія якої описується просторовою групою $P2_1$.

NbN є важливим технологічним матеріалом, який використовується в інфрачервоних датчиках, надпровідних інтерференційних пристроях, у твердих зносостійких покриттях [1], а також для виготовлення надпровідних нанодротових однофотонних детекторів [2]. NbN характеризується високою радіаційною стійкістю та витривалістю щодо дефектів [2].

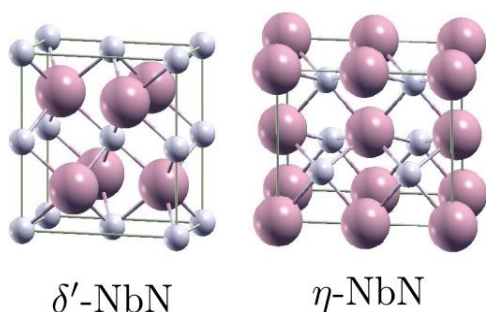
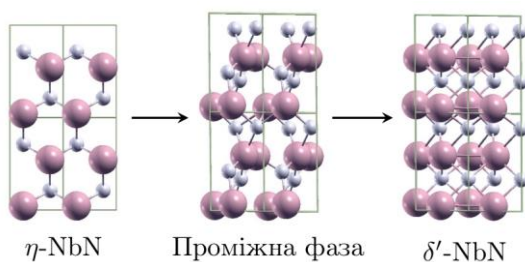


Рис. 1. Прямокутні структурні моделі елементарних комірок, які використовувалися в якості початкових при моделюванні фазових перетворень в NbN методом молекулярної динаміки. δ' -NbN: просторова група – $P6_3/mmc$, η -NbN: просторова група – $P-6m2$.

Хрусталики [5] візуально аналізувалися відповідні атомні конфігурації у динаміці моделювання.

Моделювання методом молекулярної динаміки фази η -NbN за температури 2000 К та відсутності тиску виявило, що перехід фази η у фазу δ' відбувається через проміжну моноклінну фазу (просторова група $P2_1$). Схеми атомних конфігурацій високосиметричних структур, ідентифікованих під час вказаного переходу, показано на рис. 2. Зміни повної енергії та об'єму комірки η -NbN протягом 2000 фс моделювання зображено на рис. 3. І зміни об'єму комірки, і її повної енергії різко зменшуються після 800 фс моделювання. Аналіз динамічної структури комірок виявив, що зміни ΔE_{total} і ΔV спричинені перетворенням проміжної моноклінної фази у фазу δ' -NbN. Враховуючи характер залежностей ΔE_{total} і ΔV від тривалості моделювання, перетворення фази η в проміжну фазу, яке відбувається при тривалості моделювання меншій за 800 фс, може бути фазовим переходом другого роду, тоді як структурне перетворення проміжної фази у фазу δ' після 800 фс може бути фазовим переходом першого роду. Наступним кроком дослідження було з'ясування походження проміжної фази. Її просторова група не є підгрупою просторових груп як фази η , так і фази δ' . Тому не можна уточнити, які моди м'яких фононів відповідальні за перетворення фази η в проміжну фазу та проміжної фази у фазу δ' .



Для моделювання структурних переходів між фазами δ' -NbN і η -NbN використовувалися елементарні комірки, моделі яких зображено на рис. 1. Параметри вказаних комірок було отримано з використанням теоретико-групового аналізу [3].

Дослідження проводилися за допомогою програм з пакету Quantum ESPRESSO [4], який дає можливість моделювати атомні системи з використанням наближень теорії функціонала щільності та псевдопотенціалів. Ідентифікація отриманих атомних структур проводилася методами теорії груп з використанням програм з пакету ISOTROPY [3]. Перед ідентифікацією певної атомної структури за допомогою програми

Xcrystal [5] візуально аналізувалися відповідні атомні конфігурації у динаміці моделювання.

Рис. 2. Схеми атомних конфігурацій комірки η -NbN у процесі моделювання за температури 2000 К і відсутньому тиску: початок моделювання (фаза η -NbN), 675 фс моделювання (проміжна фаза симетрії $P2_1$) і 1820 фс моделювання (фаза δ' -NbN). На рисунку зображено проекції на площину XY розширених комірок.

На рис. 2 показано, що перетворення фази η в проміжну фазу і далі у фазу δ' зумовлене головним чином зміщенням атомів у площині, перпендикулярній до напрямку z-осі (площина (10-10) у комірці фази η , зображеній на рис. 1).

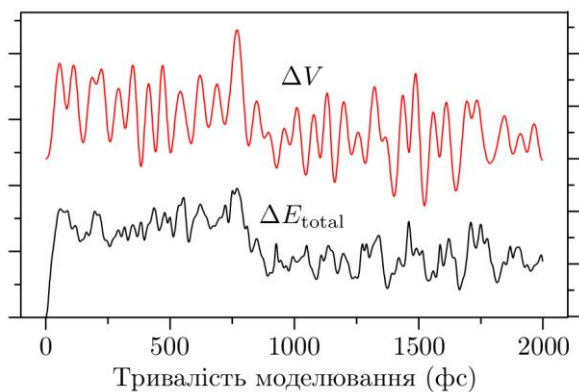


Рис. 3. Зміни об'єму комірки (ΔV) та її повної енергії (ΔE_{total}) у процесі моделювання методом молекулярної динаміки за температури 2000 К та відсутності тиску. Після 800 фс моделювання середні значення ΔV і ΔE_{total} помітно зменшуються, що може вказувати на фазовий перехід у вказаний момент часу. Подальші дослідження атомної структури виявили, що протягом перших 800 фс моделювання вона відповідає фазі η -NbN, а пізніше – фазі δ' -NbN.

Моделювання методом першопринципної молекулярної динаміки виявило, що за температури 2000 К та відсутності тиску фаза η -NbN (просторова група $P-6m2$) перетворюється у фазу δ' -NbN (просторова група $P6_3/mmc$) через проміжну моноклінну фазу (просторова група $P2_1$). Перетворення фази η в проміжну фазу може бути фазовим переходом другого роду, а перетворення проміжної фази у фазу δ' може бути фазовим переходом першого роду.

1. L.E. Toth. *Transition Metal Carbides and Nitrides* (New York, Academic, 1971).
2. P. Luo, Y. Zhao. *Molecules* 28 (2023) 6200.
3. H.T. Stokes, D.M. Hatch, B. J. Campbell. *ISOTROPY Software Suite*.
4. P. Giannozzi et al. *J. Phys. Condens. Matter* 21 (2009) 395502.
5. A. Kokalj. *Comput. Mater. Sci.* 28 (2003) 155.

ЗАХИСТ ВІД ВОДНЮ ЗА ДОПОМОГОЮ ПОКРИТТІВ CrN

С. О. Карпов, О. С. Купрін, Г. Д. Толстолуцька

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

Водень широко вивчається як потенційний фактор переходу від викопного палива до відновлюваних джерел енергії. Він обіцяє стати реальним шляхом декарбонізації, оскільки може бути енергоносієм, джерелом тепла або хімічним реагентом у промислових процесах. Якщо водень вдасться ефективно зберігати та транспортувати – це може зіграти вирішальну роль у декарбонізації промисловості.

У даний час відсутні вичерпні знання про довготривалу працездатність сплавів і матеріалів у водневмісних середовищах при промислових умовах, пов'язаних з високотемпературною переробкою/виробництвом водню.

Дія на метали газоподібного (який дифундує) водню може значно знизити їхню пластичність і міцність і, навіть, викликати утворення тріщини або руйнування (рис. 1 і 2).

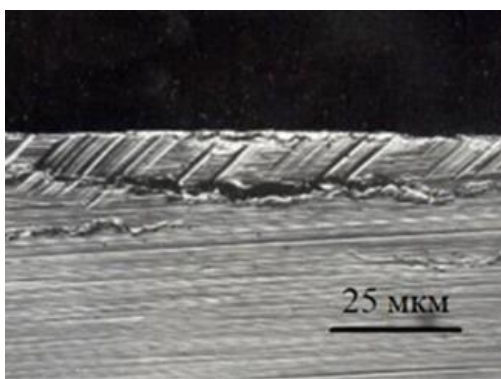


Рис. 1. Поперечний переріз зразка сталі X13 після експозиції у водневій плазмі дозою $1 \cdot 10^{25} \text{ H}_2/\text{m}^2$ [1].

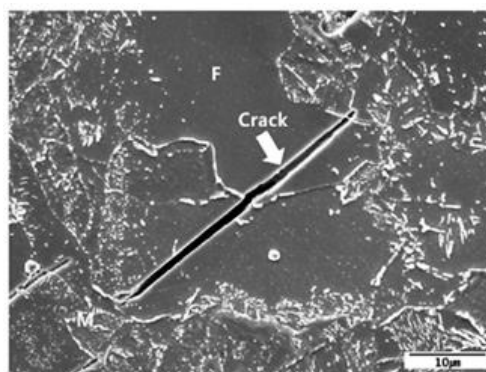


Рис. 2. СЕМ-мікрофотографія, що показує тріщину, яка пов'язана з феритом і карбідами на межах зерен фериту при 333 К [2].

Імобілізації дифузного водню і зниження його проникності при нанесенні на поверхню матеріалів захисних покриттів є поширеними способами боротьби зі зменшенням працездатності сплавів у водневмісних середовищах. Було протестовано багато керамічних покриттів, у тому числі оксиди, нітриди та карбіди для захисту від водню. Порівняно з іншими, нітридні покриття мають щільну упаковку і високу однорідність, що є ключовими параметрами для широкого їх застосування як твердих і зносостійких покриттів. Серед нітридних покриттів широко вивчені покриття CrN, завдяки їхній високій твердості, щільній мікроструктурі, чудовій зносостійкості та корозійній стійкості [3]. Оскільки дефекти в стовпчастій структурі можуть сприяти дифузії водню через покриття, створення щільної мікроструктури в покриттях призведе до зниження проникності водню.

У цій роботі ми повідомляємо про структуру та властивості покриттів CrN, сформованих з використанням катодно-дугового випаровування. Визначено умови утворення різних фаз нітриду хрому при зміні тиску азоту та відмінність структурно-механічних властивостей, таких як твердість, адгезійна зносостійкість покриттів, отриманих на лицьовій та задній сторонах підкладок зі сталі HS6-5-2 (склад (вагові %): C (0,36 - 0,42), Mn (1,0), Si (1,0), P (0,04), S (0,03), Cr (12,5 - 14,5), Ni (0,6) та Fe баланс [4].

Показано, що залежно від тиску азоту можуть утворюватися гексагональний Cr₂N та кубічний CrN. Усі досліджені покриття мають сильно виражену текстуру. Твердість та модуль пружності покриттів, нанесених на лицьову сторону підкладки, вищі порівняно з покриттями, нанесеними на тильну сторону, проте співвідношення Н/Е для всіх покриттів однакове. Найменша швидкість зношування спостерігається для покриттів, осаджених при тиску азоту 1,8 Па. Вона становить близько $1,8 \cdot 10^{-7} \text{ мм}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$ на лицьовій стороні підкладки та $5,0 \cdot 10^{-7} \text{ мм}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$ на зворотній.

Було встановлено, що більшість поверхонь CrN інертні до водню та фізично адсорбують його. Для демонстрації цих властивостей покриттів CrN зразки з покриттям піддавалися впливу ізотопу водню – дейтерію (D) та охарактеризовані методами SEM, XRD та ядерних реакцій.

Розподіл дейтерію по глибині зразків було виміряно за допомогою ядерної реакції $\text{D}({}^3\text{He}, \text{p}){}^4\text{He}$.

У геометрії зворотного розсіювання в разі реєстрації протонів ($E = 13 - 14 \text{ MeV}$) отримуємо інформацію про розподіл імплантованого дейтерію з глибини до декількох мікронів з роздільною

здатністю ~ 300 нм (рис. 3). Для вилучення профілю розподілу дейтерію з експериментальних спектрів, методом регуляризації Тихонова вирішено інтегральне рівняння, що пов'язує вихід протонів з реакції $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ з профілем концентрації дейтерію в матеріалах. Типові спектри, а також концентрація D у зразку, наведено на рис. 4. У вставці характерні спектри протонів для різних енергій пучка, що аналізує.

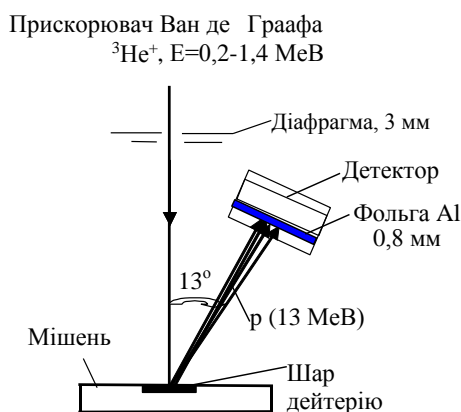


Рис. 3. Схема експерименту в геометрії розсіювання «назад».

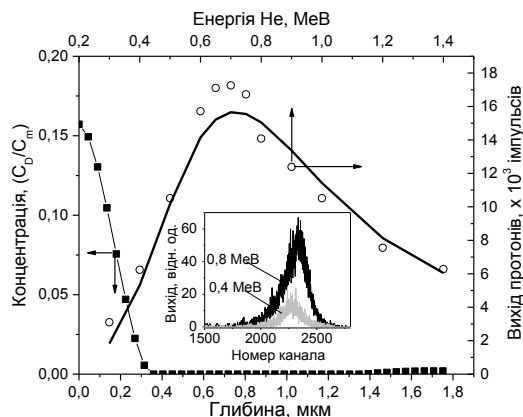


Рис. 4. Енергетична залежність інтегральних виходів протонів (o) і розподіл дейтерію в зразку сталі (■).

З метою розуміння поведінки ізоотопу водню-дейтерію і його перенесення у ферито-мартенситній сталі, були виміряні його просторово-концентраційні профілі після опромінення потоками частинок з дейтерієвої плазми з енергією 1 кеВ до дози $1 \cdot 10^{24}$ D/м² при кімнатній температурі для сталі без покриття та з покриттями Cr₂O₃ та CrN товщиною 5 мкм (рис. 5).

Для сталі без покриття (рис. 5, а) концентрація дейтерію розподілена досить однорідно в дослідженому шарі, з деяким зниженням біля опромінюваної поверхні та різким зростанням на тильній стороні. Зниження концентрації з боку опромінення може бути пов'язане з процесами розпилення. Збільшення концентрації дейтерію зі зворотного боку може бути обумовлено зниженням імовірності процесів рекомбінації через недостатньо ретельне очищення від домішок цієї сторони зразка.

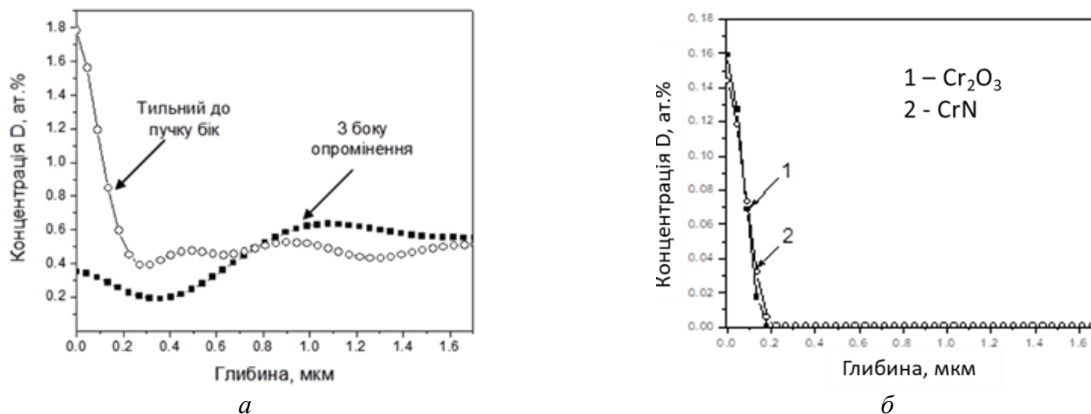


Рис. 5. Профілі розподілу дейтерію у ферито-мартенситній сталі після опромінення потоками частинок з дейтерієвої плазми без покриття (а) та з покриттями Cr₂O₃ та CrN (б).

Для сталі з покриттями атоми дейтерію захоплені поблизу поверхні (рис. 5, б) зі значно меншою концентрацією, тобто покриття CrN і Cr₂O₃ значно знижують проникнення водню (і його ізоотопів) в сталь.

Робота виконана за фінансової підтримки НАН України (програма «Підтримка розвитку пріоритетних напрямків наукових досліджень» (КПКВК 6541230)).

1. Г.Д. Толстолуцька та ін. PAST 2 (2016) 25.
2. Min-Gu Park et al. Journal of Nuclear Materials 485 (2017) 15.
3. S. Fite et al. Surfaces and Interfaces 37 (2023) 102629.
4. B. Warcholinski et al. Trans. Nonferrous Met. Soc. China 29 (2019) 799.

ДИНАМІКА ОСТРІВЦІВ ВЕЛИКОЇ ГУСТИНИ ЕКСИТОНІВ У ПЛОЩИНІ КВАНТОВОЇ ЯМИ ПІД ДІЄЮ ЗОВНІШНЬОЇ СИЛИ

В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження систем із накопиченням великих концентрацій екситонів у напівпровідникових квантових ямах мають значну актуальність у сучасній фізиці та нанотехнологіях. Насамперед їх пов'язують із пошуком появи нових фаз у збудженому стані середовища (наприклад, Бозе-конденсації), що відкриває цікаві перспективи для створення нових оптоелектронних пристроїв та дослідження квантових явищ у конденсованій матерії [1 - 3]. У ранніх роботах нашого відділу була запропонована математична модель для опису таких систем, у якій відокремлюються квантові ефекти, що проявляються на малих відстанях між екситонами, та динаміка на макроскопічних відстанях. Вона дала змогу описати утворення структур у таких системах, що спостерігаються на експериментах [4]. У цій роботі ми надаємо додатковий неоднорідний потенціал, що є тягучою силою для екситонів у квантовій ямі, і теоретично передбачаємо, як він вплине на рух і форму структур, що утворюються.

Для опису динаміки такої системи було записано рівняння, що описує процеси дифузії екситонів у такій системі. Математично це нелінійне диференціальне рівняння у часткових похідних. Розв'язки таких рівнянь за різних параметрів системи були знайдені чисельно. Якісно отримані рішення можна описати так. Під дією накачування в області накачування намагається встановитися певна концентрація екситонів. Але через взаємодію екситонів ця концентрація виявляється нестійкою по відношенню до розшарування системи та виділення областей різних фаз. При достатніх розмірах області накачування відбувається фазовий перехід у декількох областях та утворюється структура вкраплень конденсованої фази. При менших розмірах пік концентрації екситонів залишається один, але цей один пік за площею менше, ніж область накачування, і він збирає екситони з великої площі.

Через наявність тягучої сили пік концентрації екситонів зміщується з центра області накачування. При цьому, оскільки виділення краплі конденсованої фази є процесом спонтанного порушення симетрії, зсув цієї краплі практично не зустрічає опору, і зміщення піка відбувається на значно більшу відстань, ніж це було б без процесів конденсації (рис. 1).

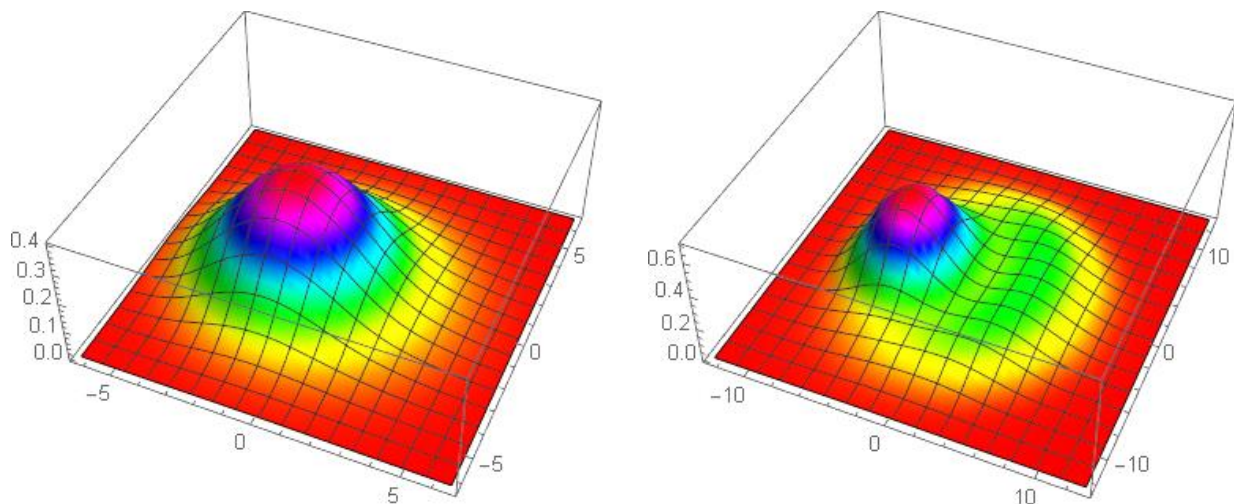


Рис. 1. Порівняння розрахованих стаціонарних концентрацій екситонів при невеликих площах опромінення (ліворуч) і при більших площах опромінення при однакових значеннях тягучої сили. Можна побачити, що зсув максимуму густини екситонів більший в декілька разів при більших розмірах області накачування.

При більших розмірах області накачування виникає декілька областей з великою густиною екситонів (рис. 2, *ліворуч*). При включенні тягучої сили ці області легко зміщуються, залишаючи значною область без вкраплень конденсованої фази. А потім у цій області виростає новий пік, який теж зсувається. У результаті рішення стає не лише неоднорідним, а й нестационарним. Саме така поведінка передбачена чисельним розв'язком рівняння динаміки густини екситонів, і саме така поведінка була передбачена і в попередніх роботах у більш простих моделях [5, 6].

Розгляд двовимірної системи дає змогу змінювати форму області накачування в більш широких межах, ніж це було можливо при розгляді одновимірної системи. Навіть при накачуванні у формі

кола було помітно, що рух вкраплень конденсованої фази поблизу границі області накачування повторював вигнуту границю області накачування. Окремо нами була змодельована поведінка екситонних вкраплень у системі, де накачування має вигляд двох смуг, що перетинаються і йдуть під різними кутами до напрямку тягнучої сили (див. рис. 2, *праворуч*). Отримані результати показують, що в цьому випадку вкраплення конденсованої фази рухаються вздовж області накачування, при цьому і швидкість руху, і періодичність структур, що утворюються, залежить від кута між напрямом смуги області накачування і напрямом тягнучої сили.

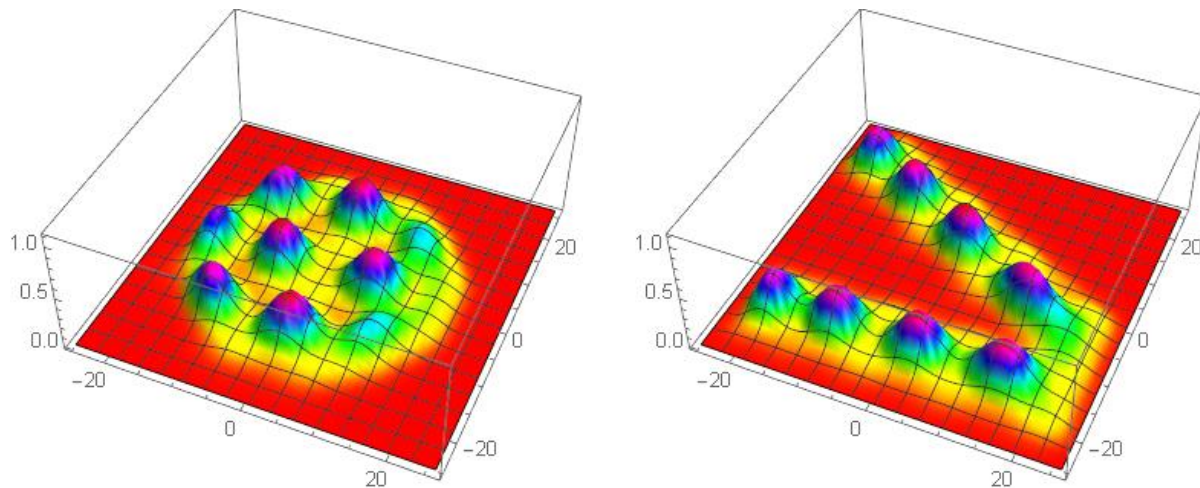


Рис. 2. Миттєві значення концентрації екситонів при опроміненні великих або спеціально підготовлених областей. У даному випадку розподіл екситонів не є стаціонарним, і утворені краплинки конденсованої фази рухаються вздовж освітленої області, народжуючись з одного краю та зникаючи з іншого.

Якщо є можливість змінювати накачування в різних місцях, така система дає змогу передавати інформацію про ці зміни на макроскопічні відстані.

1. L.V. Butov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. Nature 418 (2002) 751.
2. A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev. JETP Lett. 83 (2006) 146.
3. Y. Morita, K. Yoshioka, M. Kuwata-Gonokami. Nat. Commun. 13 (2022) 5388.
4. A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov. Physical Review B 74 (2006) 085303.
5. V. Mykhaylovskyy, V. Sugakov, I. Goliney. Journal of Nanophotonics 10 (2016) 033504.
6. V.V. Mykhaylovskyy, V.I. Sugakov. Low Temperature Physics 46 (2020) 525.

ЦЕНТРИ ЗАБАРВЛЕННЯ У ЛЕГОВАНИХ ТА НЕЛЕГОВАНИХ LiF, ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 18 МеВ

О. М. Поц, І. Г. Мегела, Й. Й. Гайніш, М. П. Візенко, І. Ю. Роман

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Відомо, що при взаємодії високоенергетичних електронів з напівпровідниками проходять декілька процесів, які можуть змінити властивості опроміненого кристала. Найбільш імовірним процесом є взаємодія пучка з електронною підсистемою атомів, що призводить до утворення нерівноважних носіїв заряду, з перерізом приблизно 10^5 б. Для металів і вузькозонних напівпровідників іонізація не призводить до змін фізичних властивостей після опромінення. Ймовірність процесу взаємодії пучка з ядрами ґратки, що призводять до зміщень атомів, тобто утворення дефектів, залежить від порогової енергії і становить порядку сотень барн. Наближені оцінки показують, що електрон з енергією 10 - 20 МеВ може створити у 1 см^3 кристала 5 - 7 зміщених атомів. До зміни фізичних властивостей опроміненого зразка можуть призводити також ядерні реакції, а ймовірність таких процесів за участю електронів нехтуючи мала.

При опроміненні широкозонних лужно-галоїдних кристалів утворюються центри забарвлення, зокрема, відомий F-центр являє собою вакансію галогену, яка захопила електрон. Такі центри забарвлення утворюються в усіх лужно-галоїдних кристалах. Підтвердженням природи цього дефекту є збільшення центрів забарвлення при нагріванні кристалів у парах лужного металу. Крім того, F-центри утворюються також при опроміненні низькоенергетичним опроміненням, зокрема, рентгеном. Це дало підставу деяким авторам вважати, що ймовірно утворення F-центрів, при енергіях менше порогової енергії утворення зміщених атомів, пояснюється розпадом електронних збуджень на радіаційні дефекти [1, 2].

У представленій роботі досліджувалось утворення центрів забарвлення радіаційних дефектів у легованих та нелегованих кристалах LiF, опромінені електронами енергією 18 МеВ при кімнатній температурі. Опромінення електронами здійснювалося на мікротроні М-30 відділу фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України. Поле опромінення створювалося розсіюванням виведеного пучка на тонкій танталовій мішені товщиною 50 мкм з використанням формуючого коліматора, що покращував однорідність електронного пучка на місці встановлення зразків. У цьому разі опромінення електронним пучком здійснюється у супроводі гальмівного опромінення гамма-квантами. Флюенс на місці встановлення зразків визначався по струму прискорених електронів, який вимірювався циліндром Фарадея з каліброваним входним отвором. Циліндром Фарадея калібрувався прозорий монітор вторинної емісії, під'єднаний до інтегратора струму.

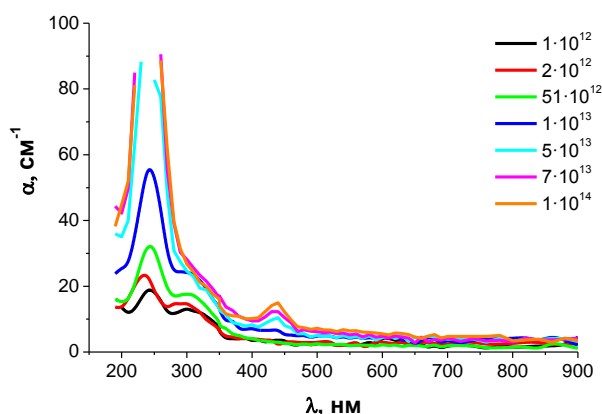


Рис. 1. Зміна оптичного поглинання зразків LiF: Mg, Ti від дози опромінення.

Оптичне поглинання досліджуваних зразків вимірювалося спектрофотометром СФ-46. Досліджено стандартні зразки ДТГ (LiF: Mg, Ti) діаметром 5 мм товщиною 1 мм та нелеговані зразки розміром $1 \text{ см} \times 1 \text{ см}$ товщиною 1 мм. Зміна оптичного поглинання зразків LiF легованих Mg, Ti представлена на рис. 1.

У результаті опромінення досліджуваних зразків з енергією 18 МеВ встановлено такі закономірності утворення центрів забарвлення: на початку опромінення, в першу чергу, утворюються центри при 243 нм (F-центри) та при 300 нм (R-центр), а при більших дозах утворюються центри при 450 нм (M-центр).

Для вивчення ролі домішок Mg та Ti в утворенні центрів забарвлення порівняно швидкості утворення F-центрів у легованих та нелегованих зразках, опромінені флюенсом $1 \cdot 10^{13}$ ел·см⁻¹ (рис. 2). Збіг енергетичного положення центрів забарвлення у досліджуваних зразках свідчить, що природа центрів забарвлення в обох випадках є однаковою.

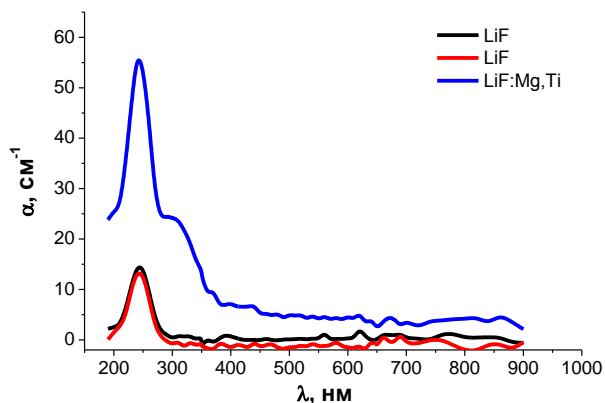


Рис. 2. Зміна оптичного поглинання зразків LiF та LiF: Mg, Ti, опромінених флюенсом $1 \cdot 10^{13}$ ел·см⁻².

Концентрації центрів забарвлення F1 визначалися за відомим співвідношенням Смакули - Декстера:

$$N = 0,87 \cdot 10^{17} \frac{n_0}{(n_0^2 + 2)^2} \cdot \frac{\Delta H \cdot \alpha}{f},$$

де N – концентрація поглинаючих центрів, см⁻³, n_0 – коефіцієнт заломлення (= 1,41), f – сила осцилятора (для лужно-галоїдних кристалів $f = 0,7 - 0,8$), ΔH – півширина піка, α – коефіцієнт поглинання, см⁻¹.

У Таблиці наведено отримані результати ефективності введення центрів забарвлення (N/Φ флюенс). Як видно з таблиці, флюенс 1 електрон на см² створює в 1 см³ легovanого кристала $9,79 \cdot 10^4$ центрів забарвлення, а в нелегованому – $6,03 \cdot 10^4$ відповідно.

Ефективності введення центрів забарвлення

Флюенс Φ , см ⁻²	LiF: Mg, Ti		LiF	
	N	N/ Φ	N	N / Φ
$1 \cdot 10^{13}$	$9,79 \cdot 10^{17}$	$9,79 \cdot 10^4$	$6,03 \cdot 10^{17}$	$6,03 \cdot 10^4$

Таку велику кількість центрів забарвлення не можна пояснити утворенням радіаційних дефектів, типу зміщених атомів, за рахунок ударного механізму, а також розпадом електронних збуджень на радіаційні дефекти. Ймовірно утворення центрів забарвлення пояснюється тільки захопленням нерівноважних електронів існуючими технологічними дефектами. Вказане добре узгоджується із законами статистики носіїв заряду, тобто спочатку нерівноважні електрони захоплюються більш глибокими рівнями. Роль легування полягає в тому, що Mg та Ti забирають галоген, чим створюють у ґратці додаткові вакансії галогену, що при опроміненні захоплюють електрони.

1. І.М. Неклюдов та ін. ПАНТ 2 (2009) 52.
2. E. Vasil'chenko et al. *Phys. stat. sol. (c)* 2(1) (2005) 405.

INFLUENCE OF ENTROPY CHANGES ON FIRST PASSAGE TIME IN THE THERMODYNAMICS OF TRAJECTORIES

V. V. Ryazanov

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

For the thermodynamics of trajectories, an ensemble containing the variables of dynamic activity K and first-passage time (FPT) τ is considered. The dependence of the average FPT on the total non-negative change in entropy is obtained. The same dependences were obtained for the dynamic activity, the dispersions of dynamic activity, and FPT , as well as for the correlation of dynamic activity and FPT . The application of the obtained results to a two-level system makes it possible to obtain dependencies on the change in entropy, containing a stationary nonequilibrium state and equilibrium states. The dependences of the FPT moments on the change in entropy are calculated for two models of the partition function [1].

In the description of nonequilibrium phenomena, the so-called approach of “thermodynamics of trajectories” is used. In this approach, the behavior of time-ordered dynamic events is characterized similarly to the thermodynamic description of configurations in space. In a non-equilibrium situation, an analogue of equilibrium thermodynamic quantities and relations is used, but for the dynamic case, when trajectories, rather than states or configurations, become the object of consideration. The role of volume in this case is played by time.

The behavior of FPT has its own characteristics associated with many factors. One of the main factors is the change in entropy, which consists of intrasystem changes in entropy and the exchange of entropy with the environment. The effect of entropy change on the behavior of a non-equilibrium system is studied. The change in entropy during the FPT time is included in the consideration. Two models of the partition function are considered. Dependences on the total entropy change in the system of such quantities as mean FPT , FPT variance, correlation of FPT , and dynamic activity are calculated. These dependencies essentially depend on the interaction with the environment and change when the sign of the entropy flows describing the exchange of the system with the environment changes. We have obtained a new expression for the partition function of a distribution containing dynamic activity and FPT .

We obtain expressions for the average values and second moments of dynamic activity K and FPT τ :

$$\bar{K} = -\frac{\partial \ln Z_{s_{ef}}}{\partial s_{ef}} \frac{\partial s_{ef}}{\partial s} \Big|_{\gamma, s_{ef}=0} = \bar{K}_0, \quad \ln Z_{\gamma} = \bar{K} g(\gamma), \quad \bar{\tau}_{\gamma} = -\bar{K} \frac{\partial g(\gamma)}{\partial \gamma}, \quad (1)$$

$$D_{K_0} = \langle K_0^2 \rangle - \langle K_0 \rangle^2, \quad D_{\tau} = \langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2 = \frac{\partial^2 \ln Z_{\gamma}}{\partial \gamma^2} = \bar{K} \frac{\partial^2 g(\gamma)}{\partial \gamma^2}, \quad (2)$$

where $s_{ef} = s - g(x)$, s is the conjugate parameter of K , $g(x)$ is the cumulant in the large deviations form [1]. Mixed derivatives of the partition function $\ln Z(s_{ef})$ allows one to obtain a correlation between the parameters K and τ

$$D_{K\tau} = \langle K\tau \rangle - \langle K \rangle \langle \tau \rangle = \frac{\partial^2 \ln Z_{s_{ef}}}{\partial s \partial \gamma} = \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \ln Z_{s_{ef}}}{\partial \gamma} \Big|_s \right) = \frac{\partial^2 \ln Z_{s_{ef}}}{\partial s^2} \frac{\partial s_{ef}}{\partial \gamma} = D_{K_0} \frac{\bar{\tau}_{\gamma}}{\bar{K}_{\gamma}}. \quad (3)$$

The last relation (3) has not been obtained before. You can write expressions for higher-order correlators.

The solution of the equation, which relates the parameter γ , conjugate to the FPT , to the total change in entropy for a two-level system, gives four branches of γ values, one of which is not realized, the second describes a stationary non-equilibrium state, and two more have equilibrium states and phase transitions. Figs. 1 and 2 show the behavior of the average FPT \bar{T} , dispersions of FPT , and correlator depending on $\gamma_{1(+)(+)} \cdot \gamma_{1(+)(-)} \cdot \gamma_{2(-)(+)}$ – different branches of the parameter γ conjugated to the FPT and parameter $d = \Delta s_{tot} / \bar{K}_0$; Δs_{tot} is the total change in entropy consists of the change in the entropy of the system Δs_{sys} and the exchange of entropy with the environment Δs_m . Fig. 3 shows the behavior of \bar{K}_{γ} depending on $\gamma_{1(+)(+)}$, $\bar{K}_{\gamma_{1+}}$, $\gamma_{1(+)(-)}$, $\bar{K}_{\gamma_{1-}}$, at $\gamma > 0$, $s < 0$ (active phase) and on $\gamma_{2(-)(+)}$, $\bar{K}_{\gamma_{2+}}$, at $\gamma < 0$, $s > 0$ (inactive phase) in scale $0 < d < 5$ (see Fig. 3, a; $\bar{K}_{\gamma_{1-}}$, $\bar{K}_{\gamma_{2+}}$ at a scale of $0 < d < 0.036$ (see Fig. 3, b).

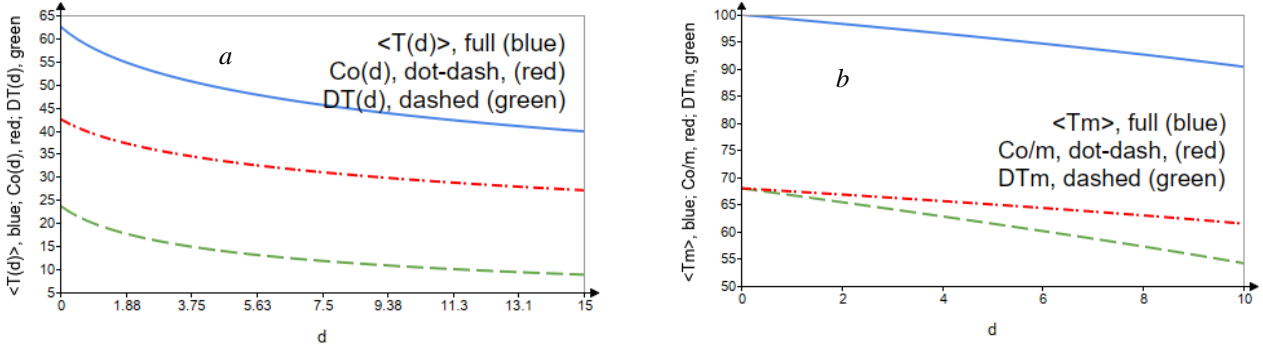


Fig. 1. *a* – The behavior of $\langle T(d) \rangle$ (full blue), $DT(d) = D_T(d)$ (dashed green), $CorrTk(d) = Co0(d)$ (dot-dash red) at $\gamma = \gamma_{01(+)(+)}$ from $d = \Delta \bar{s}_{tot} / \bar{K}_0$ in the range $0 < d < 15$. *b* – The behavior of $\langle T0m(d) \rangle = \langle T(d) \rangle$ (full blue), $D0Tm(d) = D_T(d)$ (dashed green), $Corr0Tk(d) = Co/0m(d)$ (dot-dash red) at $\gamma = \gamma_{01(+)(-)}$ from $d = \Delta \bar{s}_{tot} / \bar{K}_0$ in the range $0 < d < 10$.

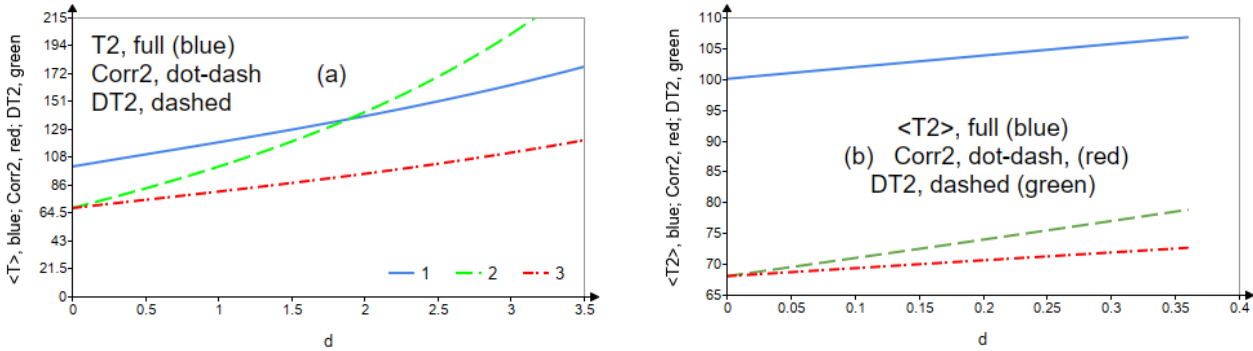


Fig. 2. *a* – The behavior of $\langle T(d) \rangle = T02$ (full blue), $DT02(d) = D_T(d)$ (dashed green), $CorrTk(d) = Corr02(d)$ (dot-dash red) at $\gamma = \gamma_{02(-)(+)}$ from $d = \Delta \bar{s}_{tot} / \bar{K}_0$ in the range $0 < d < 3.5$. *b* – $0 < d < 0.36$.

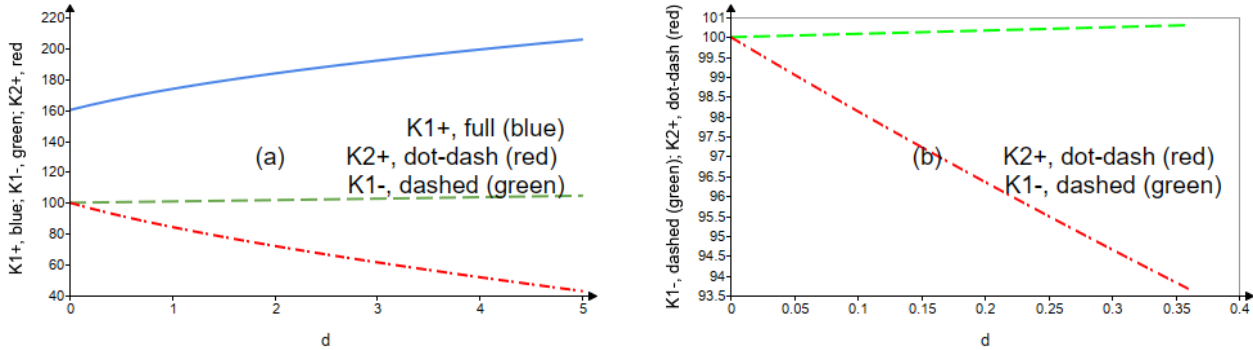


Fig. 3. The behavior of \bar{K}_γ from $d = \Delta \bar{s}_{tot} / \bar{K}_0$ depending on $\gamma_{1(+)(+)}$, $\bar{K}_{\gamma_{1+}} = K1+$ (full blue), depending on $\gamma_{1(+)(-)}$, $\gamma > 0$, $s < 0$ (active phase), $\bar{K}_{\gamma_{1-}} = K1$ (dashed green), and on $\gamma_{2(-)(+)}$, $\bar{K}_{\gamma_{2+}} = K2+$ (dot-dash red), $\gamma < 0$, $s > 0$ (inactive phase). Panel *a* shows $\bar{K}_{\gamma_{1+}}$, $\bar{K}_{\gamma_{1-}}$, $\bar{K}_{\gamma_{2+}}$ in the range $0 < d < 5$. Panel *b* shows $\bar{K}_{\gamma_{1-}}$, $\bar{K}_{\gamma_{2+}}$ from $d = \Delta \bar{s}_{tot} / \bar{K}_0$ in the range $0 < d < 0.36$.

These results were obtained using a partition function containing the parameter $s_{ef} = s - g(x)$, where s is the conjugate parameter of K , $g(x)$ is the cumulant in the large deviations form [1].

1. V.V. Ryazanov. Influence of Entropy Changes on First Passage Time in the Thermodynamics of trajectories. [arxiv:2303.07398](https://arxiv.org/abs/2303.07398) [cond-mat.stat-mech].

ОПТИМІЗАЦІЯ ТЕХНОЛОГІЇ ОТРИМАННЯ ФУНКЦІОНАЛЬНИХ АЛМАЗОПОДІБНИХ ПОКРИТТІВ ДЛЯ РАДІАЦІЙНИХ ДЕТЕКТОРІВ НА ОСНОВІ Cd_{1-x}Zn_xTe З РІЗНИМИ ОПТИЧНИМИ ТА ЕЛЕКТРИЧНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ

О. Б. Смірнов¹, Р. К. Савкіна¹, Є. В. Малий², Д. П. Стратілат²

¹ Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Плівки з алмазоподібного вуглецю (АПВ) толерантні до рентгенівського опромінення; їх характеризує прозорість у ІЧ-ділянці спектра та хімічна інертність [1]. Серед матеріалів, що містять вуглець (алмаз і графіт, фулерени, вуглецеві нанотрубки, одношаровий графен), АПВ є аморфною формою, що містить алмазоподібні sp^3 і графітоподібні sp^2 фази у різних пропорціях [2]. Вміст водню, а також співвідношення sp^2 - та sp^3 -зв'язків визначають структуру та властивості АПВ плівок, які розділені на дві категорії – аморфний вуглець без гідрогену (α -C) та гідрогенізований аморфний вуглець (α -C:H). Підвищення внеску sp^2 -зв'язків призводить до підвищення поверхневої електропровідності ($\sigma > 6 \cdot 10^3$ См/м), рухливості та густини носіїв заряду.

Типові властивості різних форм аморфного вуглецю порівняно з алмазом, графітом та поліетиленом представлено у табл. 1.

Таблиця 1. Основні властивості фаз аморфного вуглецю порівняно з властивостями алмазу, графіту, фулеренів та поліетилену

	sp^3 , %	H, %	ρ , кг·м ⁻³	E_g , eV	H, ГПа
Алмаз	100	0	3515	5,5	100
Графіт	0	0	2267	0	–
C ₆₀	0	0	–	1,6	–
PLCH	60	40 ÷ 50	1200 ÷ 1600	1,7 ÷ 4,0	–
DLCH	40	20 ÷ 40	2350	1,0 ÷ 2,0	–
GLCH	< 20	< 20	–	1,0	–
ta-C:H	~70	25 ÷ 30	2400	2,0 ÷ 2,5	50
Поліетилен	100	67	920	6	0,01

Йонно-плазмові обробки та нанесення АПВ [3] проводилися на p -тип Cd_{1-x}Zn_xTe (КЦТ) ($x \sim 2$ %) зразків $2 \times 2 \times 5$ мм. Механічно напружений шар видалявся у поліруючому травнику, на більші грані осаджувалися Au-контакти $d = 20$ нм. У роботі було відпрацьовано методику вимірювання та технологію хімічно-вологого виготовлення металевих контактів (Au). Стабільність вимірюваних параметрів (зразки метал - напівпровідник С_і): питомий опір; ВАХ в області напруг до 1 В та до 200 В майже не змінюється з часом. Темновий питомий опір зразків $\rho \sim 4,5 \cdot 10^8$ Ом·см, добуток носіїв заряду $\tau \mu_{дрейф} \sim 10^{-3}$ см² В⁻¹.

Аналіз ВАХ у темряві та при освітленні показав зменшення питомого опору на два порядки до величини $\rho \sim 5 \cdot 10^6$ Ом·см. Спектральний розподіл фоточутливості зразків отримано в області власного та домішкового поглинання Cd_{1-x}Zn_x (0,4 ÷ 3) мкм при температурі $T = 300$ К.

Покриття α -C:H:N $d = 800$ нм наносилися PVCVD методом (13,56 МГц, $W = 250$ Вт, суміш газів Ar:CH₄:H₂:N₂ = 1:3:5:9, $p = 100$ Па, $t_{нан.} = 40$ хв) на поверхню КЦТ. Перед осадженням поверхня КЦТ оброблялася в плазмі Ar⁺ ($\nu = 13,56$ МГц, $W = 175$ Вт, $t = 5$ хв, $p = 100$ Па). Значення оптичних коефіцієнтів напівпровідникової підкладки КЦТ наведено в табл. 2.

Таблиця 2. Значення коефіцієнта екстинкції k , показника заломлення n та товщини порушеного шару d типового зразка КЦТ після обробки плазмою

	Вихідний	Обробка N ₂	Обробка Ar	Обробка H ₂
k	0,2	0,35	0,04	0,08
n	2,55	2,98	3,2	3,2
d , nm	–	10	210	10

Оптимізація технології виготовлення КЦТ γ -детектора проводилася синхронно з електрофізичними та оптичними дослідженнями. Порівнюючи виміри, проведені з різницею у часі (різниця між вимірюваннями становила 1 міс) отримано ефект зменшення струмів витоку оброблених плазмою та захищених АПВ зразків КЦТ детекторів (рис. 1, 2, 3).

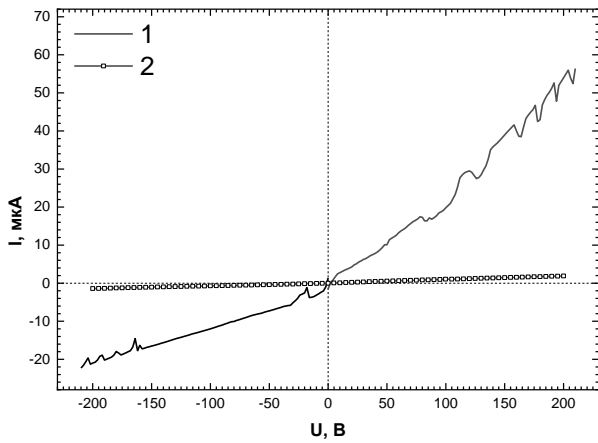


Рис. 1. Типова ВАХ одразу після нанесення покриття АПВ зразки серії С_і: 1 – у вихідному стані, 2 – після нанесення АПВ ($d = 800$ нм).

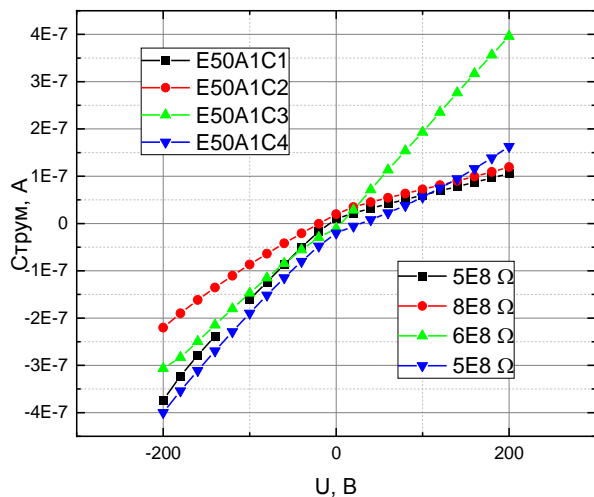


Рис. 2. ВАХ зразків партії С_і та їхній реальний питомий опір (С₃, трикутники – вихідний зразок КЦТ)

Порівняно зі зразком (С₃) у вихідному стані (без покриття), решта зразків (С₁, С₂, С₄) показують зростання динамічного опору до 10^9 Ом. Як видно ця залежність відображає дворівневу електропровідність поверхні досліджуваного КЦТ матеріалу. Приповерхневу область КЦТ γ -детектора [4] з такою характеристикою можна розглядати як тришарову систему: оксидний шар, шар, збагачений Te/Cd і об'єм CdZnTe. У свою чергу, шар, збагачений Te/Cd, можна вважати легованою напівпровідниковою областю, що утворює $p-n$ перехід (або активний канал) із об'ємною частиною CdZnTe (див. ВАХ на рис. 2).

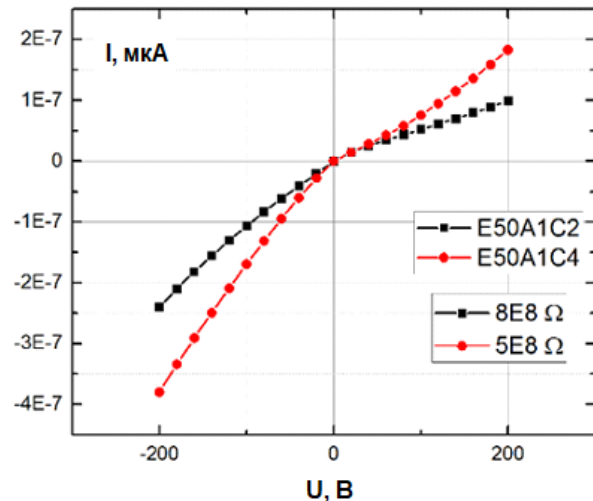


Рис. 3. ВАХ зразків (С₂, С₄) та їхній опір.

Отже, можна зробити висновок, що обробка зразків CdZnTe плазмою аргону перед осадженням АПВ-плівки дає змогу синтезувати систему α -C:H:N/CdZnTe. Виявлений у роботі ефект значного зменшення струму витоку (не менше, ніж у 10 разів) є результатом пасивації бічних поверхонь детекторного матеріалу плівкою АПВ, що призводить до збільшення питомого опору ($10^8 \rightarrow 10^9$ Ом) досліджуваних зразків радіаційних CdZnTe детекторів. Враховано вплив контактів на характер ВАХ та вдосконалено технологію виготовлення Au контактів, що дасть можливість підвищити робочі значення напруги зміщення в детекторній структурі і тим самим покращити ефективність детектування.

1. Н.О. Корсунська та ін. *Вплив термічно та радіаційно стимульованих процесів дифузії на властивості матеріалів мікроелектроніки та приладів на їх основі* (Ніжин, Ніжин. держ. ун-т ім. М. Гоголя, 2019) 211 с.
2. J. Robertson. Diamond-like amorphous carbon. *Materials Science and Engineering: R: Reports* 37 (2002) 129.
3. R. Savkina et al. Diamond-like carbon coating in improving the performance of II-VI devices. In: [IEEE 10th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties \(NAP\), Sumy, Ukraine, 09 - 13 November 2020](#).
4. A.E. Bolotnikov et al. The effect of cathode bias (field effect) on the surface leakage current of CdZnTe detectors. *Nucl. Instrum. Meth.* 510 (2003) 300.

ФОРМУВАННЯ ГРАТКИ В СТРУКТУРІ ОСТРІВЦІВ ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВОЇ РІДИНИ В ДИХАЛЬКОГЕНІДАХ ПРИ ОДНОРІДНОМУ ОПТИЧНОМУ НАКАЧУВАННІ

В. Й. Сугаков, А. А. Чернюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Останнім часом предметом інтенсивних експериментальних та теоретичних досліджень є електронно-діркова рідина (ЕДР) у нових перспективних матеріалах – дихалькогенідах перехідних металів (ДПМ), які є ван-дер-ваальсовими гетероструктурами [1, 2]. Оскільки це двовимірна система, то ЕДР має бути сформована у вигляді окремих острівців у площині гетероструктури. У результаті процесів рекомбінації електронів та дірок острівцеві набуває радіуса скінченного розміру, величина якого визначається швидкістю рекомбінації носіїв заряду та інтенсивністю випромінювання. Наразі майже відсутні дослідження острівців ЕДР у ДПМ, а взаємодія між острівцями досі не розглядалася. Важливими є питання про розміри острівців ЕДР та їхнє взаємне розташування, обумовлене взаємодією між окремими острівцями. Вивчення ЕДР у низькорозмірних структурах залишається актуальною задачею, зокрема для прикладних цілей. Просторові структури в двовимірних системах, створені та керовані світлом, перспективні для оптоелектроніки як швидкі моделі переключення або елементи енергоєфективної пам'яті [3]. Інтерес для радіаційної фізики представляє вивчення впливу ядерного опромінення на структуру поверхні ДПМ, зокрема для ефективного виділення водню в каталізаторах на основі ДПМ [4]. Ми будемо вивчати формування ЕДР у ДПМ теоретично.

Стохастичну теорію формування просторової структури ЕДР при світловому опроміненні було складено в [5] для двовимірних напівпровідникових систем із застосуванням кінетичного підходу до екситонної рідини [6]. Використовуючи цей підхід, ми здійснили чисельне моделювання у випадку однорідного опромінення шару ДПМ, а саме, для MoS_2 та MoTe_2 .

Взаємодія між острівцями, яка призводить до утворення просторових структур, відбувається через дифузійні поля вільних екситонів, що створюються зовнішнім джерелом і формують острівці. Сусідній острівцеві зменшує концентрацію екситонів поблизу поточного острівця й уповільнює його зростання. Таким чином, острівцям вигідно віддалятися один від одного. Але на певній відстані між острівцями внаслідок постійного накачування виникне певна область, в якій концентрація екситонів перевищує критичне значення, і там формуються умови появи нового острівця. Отже, існує оптимальне просторове розміщення острівців. Для його визначення необхідно досліджувати кінетику захоплення екситонів острівцями сумісно із обчисленням розподілу густини екситонів навколо острівців, враховуючи геометрію накачування та межові умови.

У даному підході оцінюються ймовірності появи структур та їхніх конфігурацій за функцією розподілу. Так, максимуму функції розподілу відповідатиме найбільш імовірне значення радіуса острівця для даного накачування, звідки визначатиметься порогове значення накачування для формування одиночного острівця ЕДР. Кінетичне рівняння для числа частинок в острівці розв'язувалося разом із рівнянням дифузії екситонів за межами острівця з урахуванням просторового розподілу накачування. Методику детально викладено в роботі [5].

В обчисленнях були використані параметри із дослідних даних для шару MoS_2 і MoTe_2 , зокрема, критична густина і енергія зв'язку однієї електронно-діркової пари ЕДР, коефіцієнт дифузії та енергія зв'язку екситону [7, 8]. Дані деяких параметрів різняться в літературі або не встановлені, тому були оцінені емпірично.

Нами отримано, що в дихалькогеніді MoS_2 (MoTe_2) критичний радіус острівців ЕДР становить 28 мкм (25 мкм) і зростає зі збільшенням накачування. Поріг накачування зменшується зі скороченням часу життя екситону або зі зниженням температури.

Розглянуто задачу про утворення острівців ЕДР у ДПМ у випадку однорідного опромінення шару дихалькогеніду накачуванням у вигляді смуги, ширина H якої змінювалася від величини, за якої можливе утворення острівців лише вздовж лінії смуги, до більш товстих смуг, де відбувалося утворення кількох рядів ЕДР. Параметри розташування острівців оцінювалися залежно від геометрії системи та інтенсивності накачування.

Моделюванням встановлено, що у випадку тонкої смуги опромінення найімовірнішим є еквідистантне розташування круглих острівців ЕДР при запорогових накачуваннях. Відстань d між острівцями ЕДР у дихалькогеніді MoS_2 (MoTe_2) становить 200 (150) мкм і скорочується з ростом інтенсивності опромінення.

У випадку широкої смуги опромінення внаслідок дифузійних процесів з'являється можливість розташування кількох острівців у напрямку, поперечному смугі. У цьому разі слід враховувати взаємодію між найближчими острівцями не лише в горизонтальному, а й у вертикальному напрямках. Вважаючи, що найімовірніша відстань d між острівцями в одному ряді вже встановлена, знайдено, що найбільш оптимальним розташуванням рядів із еквідистантно розміщених острівців ЕДР є таке, при якому острівці нового рядка розташовуються посередині між острівцями сусіднього рядка, тобто в «шаховому» порядку (рис. 1). Відстані між острівцями в одному ряду також скорочуються із ростом інтенсивності опромінення.

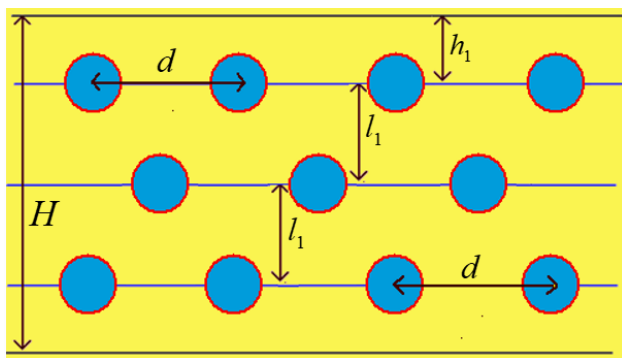


Рис. 1. Оптимальне розміщення острівців ЕДР у випадку однорідного опромінення MoS_2 у формі широкої смуги.

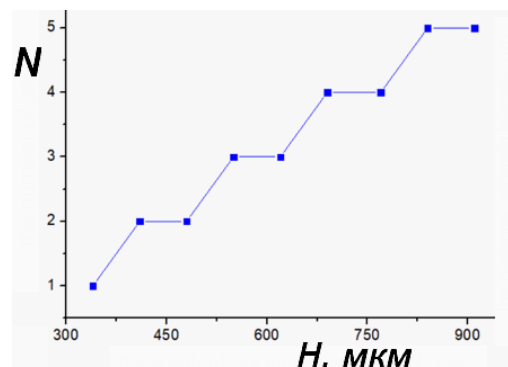


Рис. 2. Кількість рядів острівців ЕДР у MoTe_2 при фіксованому накачуванні залежно від ширини смуги опромінення.

Окремо досліджено кількість рядів острівців ЕДР залежно від ширини H смуги опромінення. Ця залежність є «сходиною» (рис. 2): кількість рядів стрибком зростає із збільшенням ширини H , причому відстані l_1 між окремими рядами є дещо меншими від відстані d між острівцями в одному ряду.

Обчислення було виконано для параметрів MoS_2 та MoTe_2 і можуть бути повторені для інших ДПМ та для іншої геометрії накачування.

Утворення острівців ЕДР у ДПМ є поділом фаз у гетеросистемі в нерівноважних умовах. Упорядковане розташування острівців ЕДР у шарі дихальогеніду є прикладом ґратки нового типу у двовимірній структурі.

1. F.B. Sousa et al. Ultrafast hot electron-hole plasma photoluminescence in two-dimensional semiconductors. *Nanoscale* 15 (2023) 7154.
2. P. Dey et al. Emergence and relaxation of an e-h quantum liquid phase in photoexcited MoS_2 nanoparticles at room temperature. *Advanced optical materials* 11 (2023) 2202567.
3. F. Yang et al. Mechanical behaviors in Janus transition-metal dichalcogenides: a molecular dynamics simulation. *ACS Appl. Nano Mater.* 5 (2022) 3824.
4. L. Huang et al. Ion irradiation activated catalytic activity of MoSe_2 nanosheet for high-efficiency hydrogen evolution reaction. *Advanced Energy Material* 13 (2023) 2300651.
5. A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov. Spatial structures of islands of electron-hole liquid in semiconductor quantum wells. *Physics Letters A* 384 (2020) 126185.
6. V.I. Sugakov. Formation of inhomogeneous structures of condensed phases of excitons in quantum wells. *Phys. Rev. B* 76 (2007) 115303.
7. Y. Yu et al. Room-temperature electron-hole liquid in monolayer MoS_2 . *ACS Nano* 13 (2019) 10351.
8. E. Jung et al. Unusually large exciton binding energy in multilayered 2H- MoTe_2 . *Scientific Reports* 12 (2022) 4543.

ВИЗНАЧЕННЯ ВЕЛИЧИН ЕНЕРГЕТИЧНОЇ НЕВПОРЯДКОВАНОСТІ В АМОΡФНИХ ОКСИДНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

І. І. Фіщук

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для обчислення кінетичних характеристик у неупорядкованих аморфних оксидних напівпровідниках підходящою є модель випадкових флуктуацій локального краю зони провідності, яка була застосована в [1]. У рамках цієї моделі результати для рухливості носіїв заряду, обчислені методом ефективного середовища і методом теорії протікання виявилися близькими. У даній роботі в рамках цієї моделі і методу ефективного середовища проведено обчислення тензора магнетопровідності в аморфних оксидних напівпровідниках. Запропоновано метод знаходження величини енергетичної неупорядкованості, використовуючи зміни поперечної та поздовжньої електропровідності в магнітному полі. У моделі вважається, що неупорядкованість спричинює випадкові плавні флуктуації локального краю зони провідності ε_m , що описуються розподілом Гауса з півшириною δ . Приймається, що просторові флуктуації достатньо плавні і їхня середня протяжність значно більша за середню довжину вільного пробігу носіїв заряду і значно менша за лінійні розміри напівпровідника. Ми нехтуємо, як і в [1], локалізованими станами при $\varepsilon < \varepsilon_m$. Густина зонних станів при $\varepsilon > \varepsilon_m$ звичайно приймається як $D(\varepsilon) = D\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_m}$, де $D = (2m^*)^{3/2} / 2\pi^2 \hbar^3$, m^* - ефективна маса. У цьому випадку можна ввести локальні значення кінетичних коефіцієнтів при ε_m . Нехай зовнішнє магнітне поле \mathbf{H} направлено вздовж осі OZ . Тоді для компонент тензора локальної електропровідності $\sigma(\varepsilon_m)$ у квадратичному по магнітному полю наближенні, як і в упорядкованому напівпровіднику, маємо

$$\sigma_{xx}(\varepsilon_m) = \sigma_0(\varepsilon_m) - \Delta\sigma_{xx}(\varepsilon_m), \quad \sigma_{zz}(\varepsilon_m) = \sigma_0(\varepsilon_m), \quad (1)$$

$$\sigma_0(\varepsilon_m) = DQ(\varepsilon_m)\langle\tau(\varepsilon_m)\rangle, \quad Q(\varepsilon_m) = \frac{2}{3} \frac{1}{k_B T} \int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_m)^{3/2} f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)], \quad (2)$$

$$\Delta\sigma_{xx}(\varepsilon_m) = \sigma_0(\varepsilon_m) \frac{\langle\tau^3(\varepsilon_m)\rangle}{\langle\tau(\varepsilon_m)\rangle} \left(\frac{eH}{cm^*}\right)^2, \quad \langle\tau^k(\varepsilon_m)\rangle = \frac{\int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_m)^{3/2} \tau^k(\varepsilon) f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)]}{\int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_m)^{3/2} f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)]}, \quad (3)$$

де $f(\varepsilon) = \{1 + \exp[(\varepsilon - \varepsilon_F)/k_B T]\}^{-1}$, ε_F - рівень Фермі, $\tau(\varepsilon)$ - залежний від енергії час розсіювання носіїв заряду, T - температура. Для обчислення тензора ефективної електропровідності σ_e , скористаємося методом ефективного середовища [2, 3], а саме рівнянням

$$\left\langle \left\{ \left[\mathbf{I} - [\sigma_e - \sigma(\varepsilon_m)] \Gamma_e \right]^{-1} [\sigma_e - \sigma(\varepsilon_m)] \right\} \right\rangle = 0 \quad (4)$$

Кутові дужки $\langle \dots \rangle$ означають конфігураційне усереднення величини ε_m за розподілом Гауса із півшириною δ . Тензор Γ_e виражається через компоненти тензора σ_e . Звідси отримуємо систему рівнянь для обчислення ефективних величин тензора σ_e , а саме $\sigma_e^{xx} = \sigma_e^0 - \Delta\sigma_e^{xx}$, $\sigma_e^{zz} = \sigma_e^0 + \Delta\sigma_e^{zz}$, де $\Delta\sigma_e^{xx} \propto H^2$ та $\Delta\sigma_e^{zz} \propto H^2$.

На рис. 1 представлено залежності $\Delta\sigma_e^{xx} / \Delta\sigma_0^{xx}$ та $\Delta\sigma_e^{zz} / \Delta\sigma_0^{xx}$ від величини δ , що впливає з рівняння (4) із врахуванням (1) - (3). Величина $\Delta\sigma_0^{xx} = \Delta\sigma_e^{xx}(\delta \rightarrow 0)$, тобто відповідає упорядкованому напівпровіднику.

На рис. 2 представлено залежність відношення $\Delta\sigma_e^{zz} / \Delta\sigma_e^{xx}$ від величини δ при різних значеннях температури. З розрахунків випливає, що це відношення практично не залежить від концентрації носіїв заряду n при $n \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

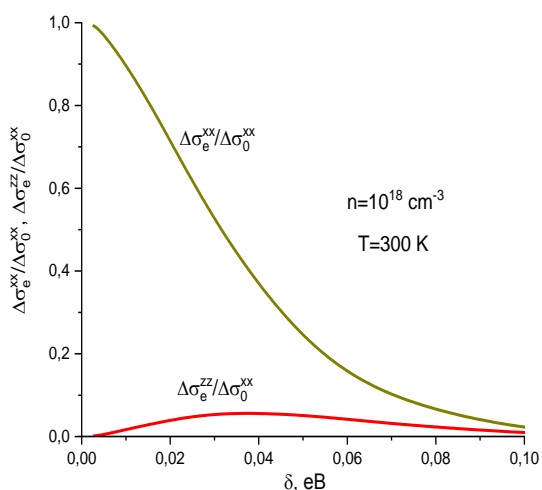


Рис. 1. Залежність відношень $\Delta\sigma_e^{xx}/\Delta\sigma_0^{xx}$ та $\Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_0^{xx}$ від величини енергетичної неупорядкованості δ .

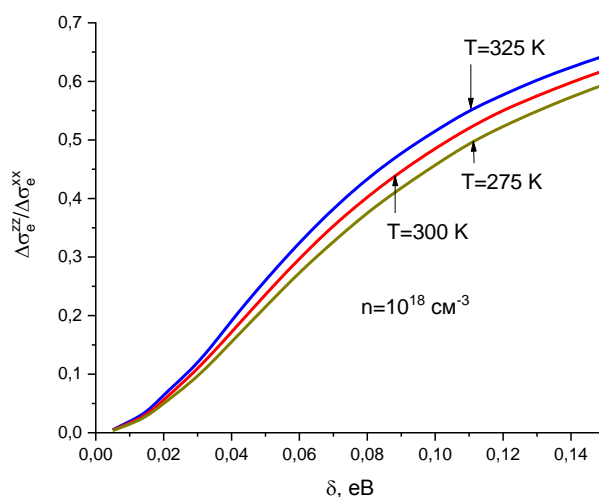


Рис. 2. Залежність відношення $\Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_e^{xx}$ від величини δ при різних значеннях температури.

Графік, отриманий на рис. 2, можна використовувати для оцінки величини енергетичної неупорядкованості δ в аморфних оксидних напівпровідниках, вимірявши зміну поперечної $\Delta\sigma_e^{xx}$ та поздовжньої $\Delta\sigma_e^{zz}$ електропровідності в слабкому магнітному полі при даній температурі та при не дуже високих концентраціях носіїв заряду. Принциповим є те, що відношення $\Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_e^{xx}$ не залежить від типу механізму розсіяння носіїв заряду, хоча самі значення $\Delta\sigma_e^{xx}$ та $\Delta\sigma_e^{zz}$ залежать.

1. I.I. Fishchuk et al. Interplay between hopping and band transport in high-mobility disordered semiconductors at large carrier concentrations: The case of the amorphous oxide InGaZnO. Phys. Rev. B 93 (2016) 195204.
2. D. Stroud. Generalized effective-medium approach to the conductivity of an inhomogeneous materials. Phys. Rev. B 12 (1975) 3368.
3. I.I. Fishchuk, Theory of the AC Hall Effect and Magnetoresistance in Polycrystalline Systems. Phys. Stat. Sol. (b) 189 (1995) 479.

**ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ В ПОТОКАХ НЕСАМОСТІЙНОГО ДУГОВОГО РОЗРЯДУ
В ЧИСТИХ ПАРАХ МОЛІБДЕНУ**

А. Г. Борисенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження умов ініціювання та стабільного існування несамостійного дугового розряду з дифузно випаровуваним анодом, його основних характеристик та параметрів плазми в генерованих потоках є актуальними та доцільними як у чистих парах конструкційних матеріалів ядерної енергетики, так і в різних парогазових робочих середовищах. Адже дуговий розряд даного типу здатен генерувати високоіонізовані та безкрапельні потоки плазми [1 - 5]. У даній роботі як робочий матеріал було використано молібден, оскільки він відноситься до групи матеріалів (Zr, Mo, Nb, Ti, Ni, Ta, V, Cu), які вважаються найбільш перспективними для вирішення проблем антикорозійного захисту уранових виробів у типових умовах їхньої експлуатації [6].

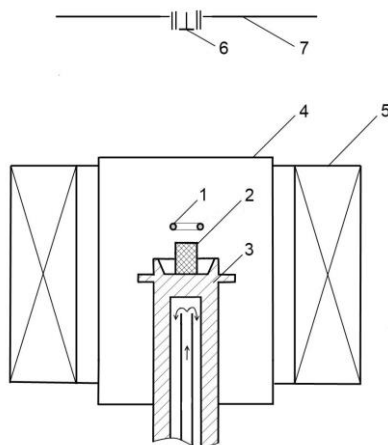


Рис. 1. Експериментальний пристрій:

1 – катод; 2 – робочий матеріал; 3 – анод; 4 – циліндричний електрод; 5 – котушка магнітного поля; 6 – електричний зонд; 7 – колектор іонів.

Для ініціювання дугового розряду (рис. 1) у чистих парах робочого матеріалу 2 було використано газовий розряд у поперечних електричному та магнітному полях між додатковим циліндричним анодом 4 та розжареним катодом 1. Повздовжнє магнітне поле в розрядному проміжку утворювалося за допомогою магнітної котушки 5. Радіальне електричне поле створювалося циліндричним електродом 4 шляхом поданням позитивного відносно заземленого катоду, потенціалу. У даних експериментах додатковий газовий розряд мав місце при тиску робочого газу, аргону, у вакуумній камері $p = (2 \div 3) \cdot 10^{-2}$ Па. Робочий матеріал 2 (в даних дослідженнях це був молібден), розташовувався безпосередньо на верхній поверхні аноду 3. В умовах існування розряду в газі, підвищення напруги між розжареним катодом 1 та охолоджуваним водою анодом 3 призводило до появи струму та до розігріву робочого матеріалу 2. При незмінному тиску газу у вакуумній камері подальше підвищення напруги розряду між електродами 1 та 3 призводило до зростання розрядного струму і підвищення в розрядному проміжку тиску парів робочого матеріалу. Тобто, таким чином у розрядному проміжку між електродами 1 та 3 утворювалося робоче середовище, яке складалося з газу та парів молібдену. А сам розряд розвивався в комбінованому парогазовому робочому середовищі. За певних умов, шляхом поступового зменшення тиску робочого газу у вакуумній камері, а потім напруги на електроді 4, був можливим перехід до утворення основного, між електродами 1 та 3, розряду в чистих парах молібдену. Для аналізу параметрів плазми в генерованих потоках використовувався плоский зонд діаметром 4 мм з охоронним кільцем та екраном, розташованим на відстані 18 см від аноду 3.

На рис. 2 наведена вольт-амперна характеристика дугового розряду в чистих парах молібдену, крива 1, та значення потенціалу плазми в генерованих потоках, крива 2, при різних розрядних струмах. Дані свідчать що зі зростанням струму розряду напруга на розряді зменшується. Так, при зростанні струму розряду від 15 А до 40 А наруга на розряді знижується майже вдвічі, від 130 В до 75 В.

Наведені на рис. 2 (крива 2) значення потенціалу плазми в генерованих безкрапельних потоках, отримані за допомогою електричного зонду при різних струмах основного дугового розряду в парах молібдену. Видно, що в умовах експерименту потенціал плазми в потоках є позитивним, його зміни незначні і по величині він становить $8 \div 10$ еВ. Попередні дослідження виявили, що напруженість електричного поля в плазмі потоків становить $E \approx 0,4 \div 0,5$ В/см для міді та $1,0 \div 1,5$ В/см для цирконію.

На основі даних рис. 2 для значень $E = 1$ В/см була проведена оцінка значень прианодного падіння потенціалу в даному розряді. Результати, наведені на рис. 3, свідчать, що характерною властивістю даного типу розряду є зменшення падіння потенціалу у прианодному прошарку при збільшенні струму розряду. Це можливо пояснити збільшенням тиску парів робочої речовини в розрядному проміжку при зростанні струму розряду.

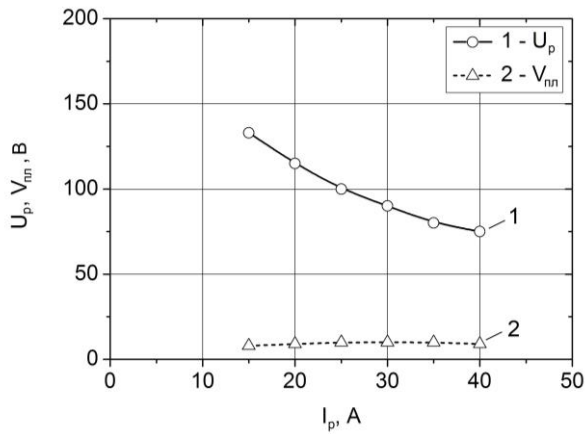


Рис. 2. Вольт-амперна характеристика (крива 1) та потенціал плазми в потоках (крива 2) основного дугового розряду в чистих парах молибдену.

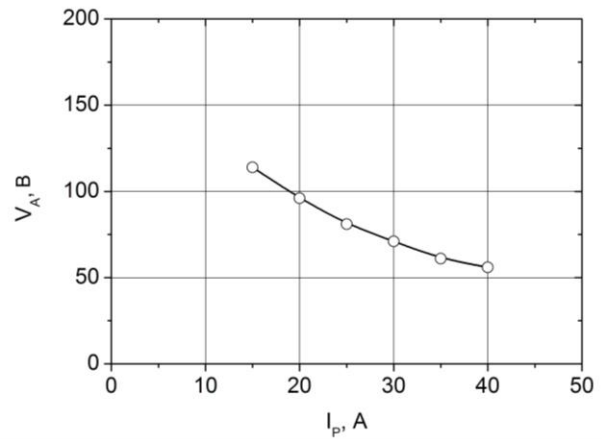


Рис. 3. Прианодне падіння потенціалу в дуговому розряді в парах молибдену.

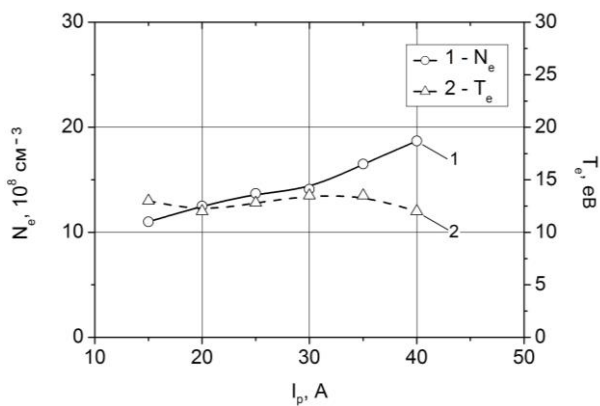


Рис. 4. Щільність та температура електронів плазми в потоках дугового розряду в чистих парах молибдену.

На рис. 4 наведено отримані в експериментах значення щільності електронів плазми, крива 1, та температури електронів плазми в потоках, крива 2. Видно, що при мінімальних струмах розряду щільність електронів плазми становить $1,1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Її значення майже лінійно зростає до $1,8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ при збільшенні струму розряду з 15 до 40 А. Дослідження також показали, що температура електронів плазми в потоках (див. рис. 4, крива 2) становить близько 12 еВ і майже не змінюється для розрядних струмів у діапазоні 15 ÷ 40 А.

1. H. Ehrich et al. Adhesive metal films obtained by thermionic vacuum arc (TVA) deposition. *Thin Solid Films* 333(1-2) (1998) 95.
2. 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.
3. A.G. Borisenko, Yu.S. Podzirei. Ion energy distribution and basic characteristics of plasma flows of nonself-sustained arc discharge. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics* 21(1) (2015) 177.
4. A.G. Borisenko et al. Non-self-sustained arc discharge in vapors of constructional materials of nuclear power engineering. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics* 118(6) (2018) 241.
5. A.G. Borisenko. Dynamics of the ion energy distribution and plasma parameters in flows of the non-self-sustained arc discharge in molybdenum vapors. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics* 143(1) (2023) 67.
6. I.I. Aksenov, V.A. Belous. Protecting coatings on uranium. *East European Journal of Physics* 1(4) (2014) 4.

ШВИДКІ МАГНІТОАКУСТИЧНІ МОДИ В ТОКАМАКАХ

О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко, Т. С. Руденко

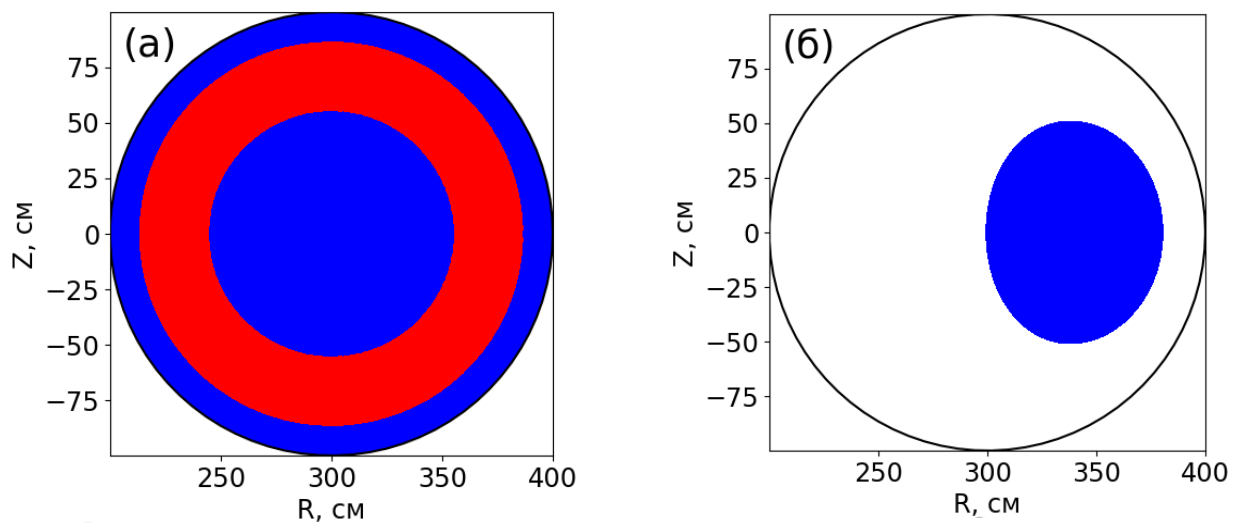
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Швидкі магнітоакустичні моди (FMM) в іонно-циклотронному діапазоні частот спостерігалися в багатьох експериментах на токамаках. Вони можуть відповідати за надтеплову йонно-циклотронну емісію (ICE) [1, 2]. Ймовірно, вони можуть призвести до просторового каналювання (SC) енергії та імпульсу швидких іонів [3]. Раніше спостереження ICE, зокрема в попередньому експерименті з три-тієм JET, показали, що ICE походить із зовнішнього краю тора [4]. Навпаки, в деяких експериментах на ASDEX-U та DIII-D спостерігалася локалізована ICE [5, 6]. У NSTX-U спостерігалися ICE з різними особливостями [7]. Вимірювання FMM в NSTX і вище іонної гірчастоти в DIII-D показали, що FMM може мати широку структуру [8]. Це підтверджує основне припущення робіт, в яких застосовується FMM [9, 10]. Згідно з [9], доцентрове просторове каналювання енергії від FMM могло зіграти роль у покращенні продуктивності плазми в експериментах на JET під час першої дейтерій-третієвої експериментальної кампанії (DTE1); в роботі [10] було показано, що просторове каналювання імпульсу може створювати значний крутний момент, схильний пригнічувати турбулентність, а це узгоджується з тим, що найкращі параметри у згаданих експериментах на JET мали місце в тих розрядах, де обертання плазми було найбільшим.

Таким чином, FMM можуть відігравати важливу роль у токамаках. Експериментальні спостереження показують, що (i) FMM може бути локалізована як радіально, так і полоїдально поблизу краю плазми, (ii) FMM може бути локалізована у приосьовій області, (iii) FMM може займати значну частину поперечного перерізу плазми. Теорія передбачає кілька моделей FMM і числові коди можуть відтворювати різні режими FMM. Однак досі незрозуміло, чому і коли моди мають різні місця розташування, зокрема, чому можливе полоїдне захоплення.

Метою цієї роботи є сприяння розумінню фізики різних форм FMM шляхом використання єдиного підходу. Дослідження проводилися двома способами.

Перш за все, було використано ВКБ-наближення. Отримано рівняння, які визначають області прозорості та області загасання в полоїдальному перерізі плазми. Було розроблено код, що розв'язує ці рівняння. Це дало змогу нам отримати чіткі зображення, які демонструють роль полоїдального та тороїдального модових чисел (рисунок). Крім того, розробляється підхід, що застосовує "ray tracing". Він повинен надати орбіти певних пучків хвиль, щоб побачити, як наявність областей загасання обмежує області поширення хвилі, що зрештою формує стоячі хвилі. Ця робота ще триває.



Області прозорості в JET-подібному токамаку з $B = 2,8$ Тл і параболічним профілем густини із значенням у ядрі $2,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. $a - n = 1, m = 10, \omega = 1,28 \omega_{Bi}$; $b - n = 10, \omega = 0,2 \omega_{Bi}$. Позначення: чорна крива – границя плазми; синій колір – зона прозорості для всіх хвиль із заданим n ; червоний колір – зона прозорості для хвиль із заданими m та n . На панелі (б) немає зони прозорості при жодному заданому m .

WKBJ-аналіз використовує відомі наближення, тому його може бути недостатньо для надійного прогнозування розташування власних мод. Крім того, він не описує радіальну структуру моди. З цих причин було виведено 2-D рівняння власної моди.

Розроблено код, що розв'язує ці рівняння. Показано, що коли область загасання розташована поблизу краю плазми, власні моди слабо залежать від конкретної граничної умови. Це підтверджує прогноз WKBJ-аналізу.

1. R.O. Dendy, K.G. McClements. *Plasma Phys. and Control. Fusion* 57 (2015) 044002.
2. N.N. Gorelenkov. *New J. Phys.* 18 (2016) 105010.
3. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 075001.
4. G.A. Cottrell, R.O. Dendy. *Phys. Rev. Lett.* 60 (1998) 33.
5. R. Ochoukov et al. *Rev. Sci. Instrum.* 89 (2018) 10J101.
6. K.E. Thome et al. *Rev. Sci. Instrum.* 89 (2018) 10I102.
7. E.D. Fredrickson et al. *Nucl. Fusion* 61 (2021) 086007.
8. N.A. Crocker et al. *Nucl. Fusion* 53 (2013) 043017.
9. Ya.I. Kolesnichenko et al. *Nucl. Fusion* 58 (2018) 076012.
10. Ya.I. Kolesnichenko et al. *J. Plasma Phys.* 88 (2022) 905880513.

ОПІР ІНДУКЦІЙНИХ АНТЕН, ЩО ЗБУДЖУЮТЬ ХВИЛІ В ОБМЕЖЕНІЙ ЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ

В. Ф. Вірко, Ю. В. Вірко

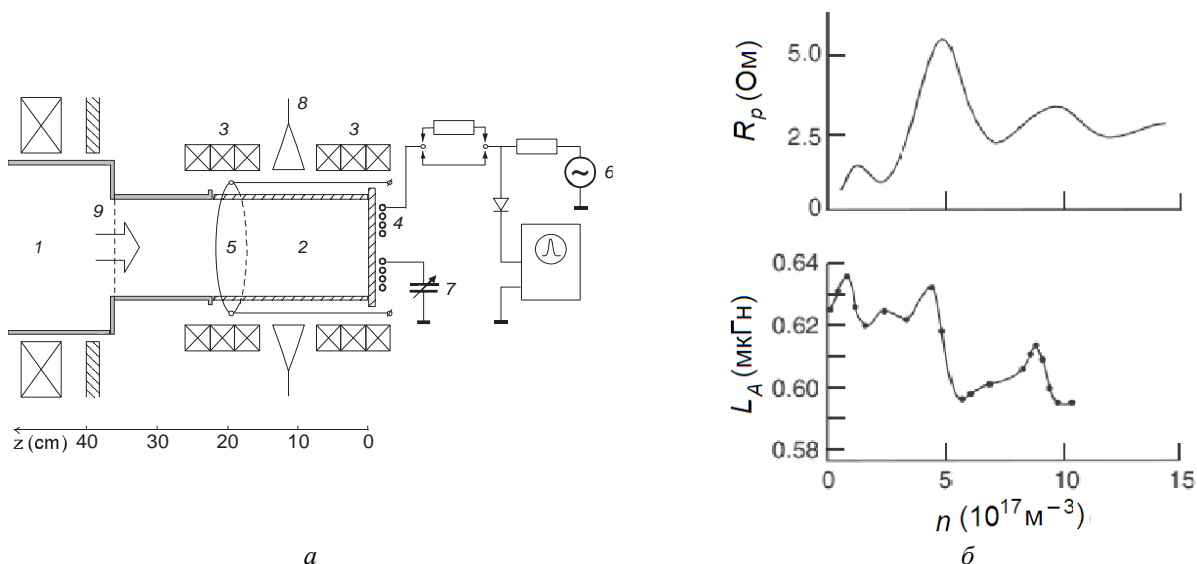
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Високочастотні індукційні розряди широко використовують як джерела низькотемпературної плазми в наукових і технологічних застосуваннях. Відсутність внутрішніх електродів дає змогу уникнути забруднення плазми матеріалом електродів, створює можливість використання хімічно агресивних робочих середовищ, забезпечує значний ресурс устаткування та високу стабільність технологічних процесів, що є особливо важливим при обробці компонентів мікроелектроніки. Одним з найбільш ефективних індукційних розрядів є геліконний розряд. На відміну від звичайних індукційних розрядів, в яких іонізація зосереджена у скиновому шарі поблизу індуктора, геліконні розряди утворюються циркулярно поляризованими електромагнітними плазмовими хвилями – геліконами, або вістлерами, які поширюються в замагніченій плазмі і створюють об'ємну іонізацію. Така хвильова природа обумовлює високу ефективність геліконних розрядів, що здатні генерувати плазму високої концентрації, до 10^{20} м^{-3} , при майже 100 %-ій іонізації газу і при помірній високочастотній потужності [1]. Порівняно з безелектродними розрядами на електронно-циклотронному резонансі (ЕЦР) перевагою геліконних розрядів є набагато менше необхідне магнітне поле, що потребує значно менших витрат енергії і матеріалів, а також невисока температура електронів, що зменшує пошкодження оброблюваної поверхні. Значними є перспективи використання геліконних розрядів у космічній галузі для створення електростатичних іонних двигунів, у джерелах іонів ядерно-фізичних прискорювачів (зокрема, призначених для дослідження поверхонь), для створення наноструктур, для утилізації небезпечних відходів тощо.

Геліконні розряди генеруються циркулярними хвилями різної поляризації. Високочастотне хвильове магнітне поле може бути поперечним до напрямку розповсюдження (хвильового вектора) і обертатися по азимуту в бік циклотронного руху електронів, що відповідає азимутальному числу $m = +1$, або іонів, $m = -1$, або ж може бути паралельним зовнішньому магнітному полю в азимутально-симетричній моді геліконних хвиль $m = 0$. Для збудження розрядів використовують індукційні антени різної будови. Просторова структура хвиль визначається граничними умовами. Оскільки в практичних застосуваннях, зокрема в плазмово-технологічних установках, розряди завжди реалізуються в обмеженому об'ємі, збудження розрядів супроводжується формуванням стоячих геліконних хвиль та резонансів поглинання, пов'язаних з їхньою розкачкою. Наявність дисперсії призводить до складної залежності опору антени від магнітного поля, концентрації плазми, тиску, поглинутої потужності, геометричних розмірів і положення антени відносно плазми. Врахування ефективності зв'язку антен з певними модами хвиль, залежності імпедансу і спектрів поглинання антен від параметрів розряду необхідне при їхньому практичному використанні.

Поглинання високочастотної потужності характеризується активною складовою імпедансу антени і залежить від концентрації плазми. Остання, у свою чергу, залежить від поглинутої потужності і, таким чином, концентрація плазми в розряді параметрів встановлюється самоузгоджено. Тому, для дослідження залежності опору плазмового навантаження антен від концентрації використовувалася плазма, утворена незалежним розрядом на ЕЦР, концентрацію якої можна було змінювати довільним чином. Експериментальна установка, зображена на рисунку, *a*, являла собою кварцову розрядну камеру *1* діаметром 14 см і довжиною 36 см, вміщену в поздовжнє магнітне поле індукцією до 115 мТ. Камера заповнювалася ЕЦР плазмою вздовж поля через решітку *9* з перфорованого мідного листа, яка відбивала геліконні хвилі і створювала умови для формування стоячих хвиль. Досліджувані антени *5* розміщувалися на циліндричній поверхні камери (антени Босвелла і нагойського типу для мод $m = \pm 1$, петльові антени азимутально-симетричної моди $m = 0$), або за плоским кварцовим вікном у торці камери («планарна» антена *4*, $m = 0$). Опір антен вимірювався методом заміщення. Досліджувана антена вмикалася послідовно зі змінним конденсатором *7*, утворюючи послідовний резонансний контур. Через додатковий опір контур живився ВЧ напругою постійної амплітуди від малопотужного сигнал-генератора частотою 13,56 МГц. У резонансі падіння напруги на послідовному контурі стає мінімальним і пропорційним його активному опору. У відсутності розряду падіння напруги на контурі калібрувалося в омах увімкненням у контур постійних опорів відомої величини. Після цього опори видалялись і розрядна камера заповнювалася плазмою, незалежно утворюваною ЕЦР розрядом. Контур налаштовувався на резонанс по мінімуму

сигналу. Активний опір, внесений в антенне коло плазмовим навантаженням, визначався за падінням ВЧ напруги на контурі відповідно до попереднього калібрування. Реактивна складова імпедансу визначалася з резонансної ємності змінного конденсатора. Концентрація плазми вимірювалася за допомогою мікрохвильового 8-мм інтерферометра. На рисунку, б показано зразок залежності від концентрації активного опору R_p і індуктивності L_A антени нагойського типу довжиною 20 см у камері довжиною 36 см у магнітному полі $B_0 = 115$ мТ при тиску аргону $p = 0,09$ Па. Параметри антени без плазми становили 0,5 Ом і 0,6 мкГн відповідно. Видно, що перехід через кожний резонанс супроводжується стрибком індуктивності, що властиве будь-якій резонансній системі.



a – Експериментальний пристрій: 1 – ЕЦР розряд, 2 – кварцова камера, 3 – магнітні котушки, 4 – планарна антена, 5 – пів-нагойська антена, 6 – сигнал-генератор, 7 – змінний конденсатор, 8 – 8-мм інтерферметр, 9 – обмежувальна сітка; *б* – Залежність опору R_p та індуктивності L_A нагойської антени від концентрації плазми.

Експериментально встановлено:

– Антени, що призначені для генерації азимутальних мод геліконних хвиль $m = \pm 1$ (антени Босвелла і нагойського типу), якщо їхній розмір у напрямку магнітного поля дорівнює довжині розряду, не можуть збуджувати парні моди поздовжніх стоячих хвиль. У випадку, коли центр антени збігається з вузлом стоячої хвилі, така хвиля також не збуджується.

– Найбільший опір має антена, довжина якої вздовж зовнішнього магнітного поля дорівнює половині довжини хвилі. Це «власний» резонанс антени.

– Максимальний імпеданс спостерігається у випадку, коли власний резонанс антени збігається з резонансом розрядного об'єму, при якому на довжині розряду укладається ціле число півхвиль.

– Опір «гелікальних» (скручених) антен (Shoji) в обмеженому розрядному об'ємі не виявляє різниці відносно право- та ліво-оберткових азимутальних мод $m = +1$ і $m = -1$, оскільки стоячі поздовжні хвилі не мають гвинтової структури.

– Опір петльової азимутально-симетричної антени $m = 0$ не виявляє власних антенних резонансів, оскільки як локалізоване джерело, вона збуджує неперервний спектр хвильових чисел.

– «Фазована» антена, поперечне магнітне поле якої обертається в напрямі циклотронного руху іонів, не збуджує відповідної азимутальної моди $m = -1$.

– Активний опір планарної антени 7 зростає при збільшенні концентрації, на відміну від опору інших антен тієї ж моди $m = 0$.

1. F.F. Chen. Helicon discharges and sources: a review. Plasma Sources Sci. Technol. 24 (2015) 014001.

ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТНИХ КООРДИНАТ ДЛЯ КОНФІГУРАЦІЙ ТОКАМАЧНОГО ТИПУ

А. А. Гурич, В. Я. Голобородько

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

При врахуванні тороїдальних ефектів формування магнітних поверхонь у плазмі тороїдально замкнених розрядів важливо мати зручну систему координат, безпосередньо зв'язаних з магнітним полем – «магнітні координати». У роботі пропонується спосіб визначення, перш за все, координат магнітної осі конфігурації токамачного типу, а також ортогональних полоїдальних координат, що задаються магнітними поверхнями навколо осі, для плазми в камері з круглим полоїдальним перерізом. При такому підході врахування специфічних рис тороїдальності: шафранівський зсув і деформація поверхонь – значно спрощується завдяки застосуванню аналізу Фур'є в полоїдальній площині. Наведені нижче результати, одержані на прикладі безсилової аксіально симетричної конфігурації токамачного типу, властивої парамагнітним пінчам:

$$\mathbf{B} = (\mathbf{e}_\phi \cdot \nabla \psi + b_\phi) / \rho, \quad \text{rot} \mathbf{B} = \lambda(\psi) \mathbf{B}, \quad \rho = 1 - \varepsilon r \cos \theta,$$

$$\Delta^* \psi = \Delta_c \psi - \nabla \rho \cdot \nabla \psi / \rho = \lambda b_\phi, \quad \nabla b_\phi = -\lambda \nabla \psi, \quad (1)$$

де Δ_c - циліндричний лапласіан. Рівняння (1) записані в тороїдальних квазіциліндричних безрозмірних координатах (r, θ, ϕ) , у яких значення $r = 1$ відповідає поверхні плазми, $\varepsilon = a / R$, a і R – малий і великий радіуси тора. Парамагнітна модель відповідає вибору, наприклад $\lambda = \alpha b_\phi$, $\alpha > 1$. У разі круглої форми меридіонального перерізу тора природно скористатися представленням полоїдального магнітного потоку рядом Фур'є:

$$\psi(r, \theta) = \bar{\psi}(r) + \tilde{\psi}(r, \theta) = \bar{\psi}(r) + \sum_{k=1}^N \psi_k(r) \cos(k\theta). \quad (2)$$

Можна сформулювати ітеративний алгоритм розв'язку рівняння Греда - Шафранова у складі системи (1), застосовуючи чисельне перетворення Фур'є, поступово збільшуючи початкові значення параметрів $N = 0$, $\varepsilon = 0$. Ця процедура потребує корекції параметрів інтегрального магнітного потоку $\bar{\psi}(r)$ при залученні гармонік для врахування їхнього впливу у складі $\tilde{\psi}(r, \theta)$ на координати магнітної осі. Критерій утворення нескінченно тонкої магнітної силової трубки, «магнітної осі», впливає з припущення про круговий вигляд полоїдального перерізу цієї трубки, тобто у межах трубки $\psi(r, \theta) = C[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]$, $C = \text{const}$ у представленні $x = -r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$. Звідси впливає критерій існування магнітної осі, а саме: нульове значення ψ у межах полоїдальної картини магнітних поверхонь є водночас екстремумом ψ (мінімумом для позитивного поля ψ):

$$\psi(r_0, \theta_0) = 0, \quad \nabla \psi(r_0, \theta_0) = 0. \quad (3)$$

Цей принцип можна проілюструвати розв'язком системи (1) за умови $\varepsilon \ll 1$, обмежуючись першою гармонікою у складі $\tilde{\psi}(r, \theta)$ і лінеаризуючи рівняння Греда - Шафранова (1). Для крайової задачі $\psi(1, \theta) = \bar{\psi}(1)$ виникає неоднорідне рівняння для амплітуди $\psi_1(r)$ з нульовими крайовими значеннями, що доповнює циліндричну парамагнітну модель:

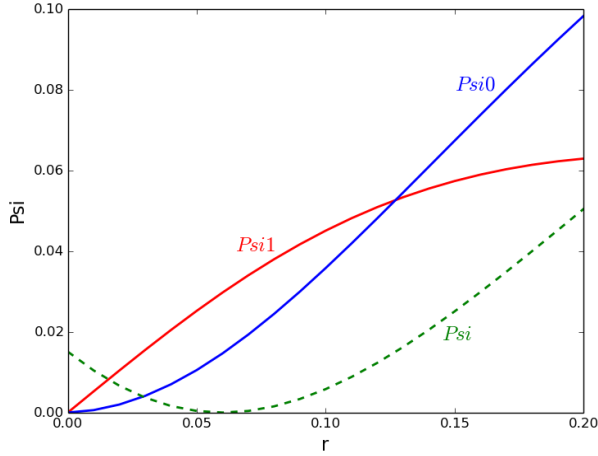
$$\left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{1}{r^2} + 2(\alpha \bar{b}_i)^2 \right] \psi_1 = -\varepsilon \bar{b}_\theta, \quad \psi_1(0) = \psi_1(1) = 0,$$

$$\bar{b}_\theta = \frac{d\bar{\psi}}{dr}, \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \bar{b}_\theta = \alpha \bar{b}_i^2, \quad \frac{d}{dr} \bar{b}_i = -\alpha \bar{b}_i \bar{b}_\theta, \quad \bar{b}_\theta(0) = 0, \quad \bar{b}_i(0) = 1. \quad (4)$$

Згідно з правилом (3), координати магнітної осі однозначно визначаються компонентами градієнта $\nabla \psi$: $\sin \theta_0 = 0$, тобто $\theta_0 = \pi$, що забезпечує позитивність значення x_0 , яке є чисельним розв'язком рівняння $\psi'_1(x_0) = \bar{b}_\theta(x_0)$. Остаточне представлення магнітного потоку $\hat{\psi}$, яке явно відповідає вимозі (3) обнулення ψ на магнітній осі, набуває вигляду:

$$\hat{\psi}(r, \theta) = \int_{x_0}^r dr' b_0(r') + \psi_1(x_0) + \psi_1(r) \cos \theta. \quad (5)$$

Останні формули легко узагальнюються в разі довільних параметрів N , ε представлення (2).



На рисунку наведено результати розрахунків магнітного потоку $\psi(r, \pi)$ за формулою (5) у центральній області плазмового шнура, які демонструють застосування критерію пошуку радіальної позиції мінімуму ψ (пунктирна лінія $\alpha = 4$, $\varepsilon = 1/4$).

Наведений алгоритм породжує сімейство вкладених магнітних поверхонь, маркованих на кожному кроці ітерації каліброваними значеннями $\hat{\psi}$, для яких не треба визначати шафранівське відхилення окремим правилом [1]. Описаний підхід значно простіший порівняно із застосуванням функції Гріна кільцевого струму для

апроксимації ψ у тонкому тороїдальному каналі струму [2].

Ці результати допомагають ввести у розгляд додаткову до $\psi(r, \theta)$ функцію $\hat{\theta}(r, \theta)$, що узагальнює кутовий параметр θ циліндричної геометрії. Тим самим можна обґрунтувати перехід до ортогональних криволінійних ортогональних пологодальних координат $(\hat{\psi}, \hat{\theta})$, пов'язаних із полем $\hat{\psi}(r, \theta)$. Функція $\hat{\theta}(r, \theta)$ визначається інтегруючим множником μ , який перетворює пологодальне поле \mathbf{b}_p на потенціальне: $\mu \mathbf{b}_p = \nabla \hat{\theta}$. Тому $\text{rot} \mu \mathbf{b}_p = 0$, звідки впливає лінійне рівняння

$$\nabla \mu \cdot \nabla \psi + \mu \Delta_c \psi = 0. \quad (6)$$

Якщо $\psi \ll 1$, можна скористатися виразом $\hat{\psi} = C[(x - x_0)^2 + y^2]$ і одержати з (6) точні значення μ і координати $\hat{\theta}$ в межах необмежено тонкої магнітної трубки навколо магнітної осі:

$$\mu = 1/2\psi, \quad \hat{\theta} = \arctg[r \sin \theta / (r \cos \theta + x_0)]. \quad (7)$$

Якщо $x_0 \ll 1$, формули (7) дають прийнятну картину $(\hat{\psi}, \hat{\theta})$ у центральній зоні тороїдального шнура. Асимптотичне представлення координати $\hat{\theta}$ в області $r > x_0$ включно з периферією шнура визначається розв'язком рівняння (6) для μ в лінійному наближенні по ψ_1 -розв'язку (4):

$$\mu = \frac{1}{rb_0} \left[1 + \left(-\frac{\psi_1'}{b_0} + \int \frac{\psi_1 dr}{r^2 b_0} \right) \cos \theta \right], \quad (8)$$

що підтверджує можливість представлення поля $\mu \mathbf{b}_p$ у вигляді градієнта поля $\hat{\theta}(r, \theta)$:

$$\hat{\theta} = \theta + \left[-\frac{\psi_1}{rb_0} + \int_{x_0}^r \frac{dr}{r} \left(\frac{\psi_1}{rb_0} \right)' \right] \sin \theta. \quad (9)$$

Узагальнений кут $\hat{\theta}$ дає змогу ввести в розгляд кутову фазу $\vartheta = n\phi + m\hat{\theta}$ тороїдальних мод гвинтових коливань, для яких зберігається ортогональність градієнтів $\nabla \vartheta$ і $\nabla \psi$, яка властива для коливань прямого циліндра. Запропонований підхід доповнює результати інших робіт, у яких розв'язується проблема узагальненого пологодального кутового параметра, наприклад метод обчислення «випрямлених» магнітних координат [3].

1. V.A. Yavorskij et al. Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) 249.
2. Ю.Н. Днестровский, Д.П. Костомаров. Математическое моделирование плазмы (Москва, Наука, 1982) 319 с.
3. M. Li, B.N. Breizman, L. Zheng. Jour. of Comput. Phys. 326 (2016) 334.

МОДИ ЙОННОЇ ЦИКЛОТРОННОЇ ЕМІСІЇ З ВЕЛИКИМИ ХВИЛЬОВИМИ ЧИСЛАМИ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У роботі розглядаються власні коливання («моди»), що відповідальні за йонне циклотронне випромінювання (ЙЦВ) з частотами (ω), близькими до йонних циклотронних гармонік ($l\omega_{Bi}$, де l - ціле число) та великими хвильовими числами (k), що значно перевищують хвильові числа швидких магнітоакустичних мод (ШММ), тобто $k \gg \omega/v_A$, де v_A - Альфвенова швидкість. Ці моди з великим k (high- k modes) існують завдяки скінченному Ларморовому радіусу теплових йонів (ρ_i), а тому вони відсутні у загально вживаному підході до вивчення хвильових процесів, що нехтує скінченною величиною добутку $k\rho_i$. Вони відповідають за ЙЦВ, що нещодавно спостерігалося в токамаку DIII-D [1] та сферичних токамаках MAST-U [2] і NSTX-U (ймовірно) [3]. Саме ці експериментальні спостереження спонукали авторів продовжити дослідження, спрямовані на вивчення радіальної структури власних мод з великим k , яке було започатковане у роботі авторів [4]. У роботі аналіз базується на всебічному дослідженні, проведеному на основі загального дисперсійного рівняння для плоских хвиль, що дало змогу згрупувати моди та визначити умови їхнього існування. Отримано та проаналізовано диференціальні рівняння для різних власних мод (стоячих хвиль). А саме, розглянуто електростатичні моди та електромагнітні моди з різною величиною відношення поздовжньої фазової швидкості до теплової швидкості електронів. Розроблено числовий код для розв'язку отриманих рівнянь. Знайдено, що моди з великим k мають тенденцію розташовуватися на периферії плазми, якщо полоїдальне хвильове число m є достатньо великим, при цьому їхня амплітуда у центральній області плазми є дуже малою. Зроблено висновок, що моди з великим k не є винятком у ЙЦВ, хоча, ймовірно, ШММ можуть пояснити більшість відомих експериментів з ЙЦВ. Вони існують у плазмі з різною величиною β (відношення тиску плазми до тиску магнітного поля), уособлюючи різні хвильові гілки, що існують завдяки скінченному Ларморовому радіусу йонів. У роботі також обговорено згаданий експеримент на DIII-D.

Робота підтримана грантом DOE номер DE-FG02-06ER54867 через Партнерську Угоду P786/UCI, субконтракт #2022-1701 між Університетом Каліфорнії, Ірвайн, Науково-технологічним Центром в Україні та Інститутом ядерних досліджень НАН України.

Роботу подано для публікації в журналі *Physics of Plasmas*.

1. N.A. Crocker et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 026023.
2. N.A. Crocker et al. Preliminary observations of core ion cyclotron emission via Doppler backscattering in MAST-U Ohmic plasmas, NSTX-U/ST Collaboration Results Review, Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, NJ, 24 - 25 July 2023.
3. E. Fredrickson et al. Nucl. Fusion 61 (2021) 086007.
4. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A.V. Tykhuu. J. Plasma Physics 89 (2023) 905890401.

ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ З НЕОДНОРІДНИМИ КОЕФІЦІЄНТАМИ НА ПОВЗДОВЖНЮ КОМПЛЕКСНУ АМПЛІТУДУ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

В. М. Лашкін, М. А. Бєлошенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

За основу взято задачу з плазмовим циліндром і циліндричною порожниною. Система складається з трьох частин – вакууму зовні та всередині плазмового циліндру та самого плазмового циліндра. Граничні умови зумовлені двома поперечними провідними стінками, що обмежують з боків плазмовий циліндр. Плазмовий циліндр збуджується кільцевою антеною. Кільцевий струм враховано в умовах зшивки. Далі нас цікавить плазмова частина системи – плазмовий циліндр. З рівнянь Максвелла (плазмова частина системи), після підстановки, яка задовольняє граничні умови та дає перехід до комплексних амплітуд, отримується система диференціальних рівнянь на комплексні амплітуди. Підстановка проводиться у рівняння Максвелла у циліндричній системі координат. Після підстановки, яка дає перехід до комплексних амплітуд полів, отримується система з шести диференціальних рівнянь на комплексні амплітуди полів. Розв'язком системи шести диференціальних рівнянь є диференціальне рівняння з оператором та квадратом оператора на повздовжню комплексну амплітуду електричного поля у плазмі. Диференціальне рівняння четвертого порядку. У коефіцієнти при операторі та при повздовжній комплексній амплітуді електричного поля входять компоненти тензора діелектричної проникливості.

Далі виокремлюється диференціальне рівняння з оператором та квадратом оператора на повздовжню комплексну амплітуду електричного поля. Диференціальне рівняння четвертого порядку. У коефіцієнти цього рівняння з оператором та квадратом оператора входять компоненти тензора діелектричної проникливості. Далі проведено підстановку компонент тензора діелектричної проникливості, які залежать від радіуса. У цих компонент тензора діелектричної проникливості від радіуса залежить плазмова частота. Плазмова частота залежить від радіуса, бо від радіуса залежить концентрація плазми. Це (залежність концентрації плазми від радіуса) – узагальнення задачі з плазмовим циліндром з циліндричною порожниною. Проведено підстановку компонент тензора діелектричної проникливості для випадку нульового електронного коефіцієнта зіткнень та для випадку ненульової електронної частоти зіткнень. Крім підстановки компонент тензора діелектричної проникливості у рівняння з оператором та квадратом оператора, проведено розкриття оператора та квадрата оператора. Таким чином отримано диференціальне рівняння четвертого порядку з неоднорідними коефіцієнтами на повздовжню комплексну амплітуду електричного поля у плазмі. Диференціальне рівняння з неоднорідними коефіцієнтами, яке придатне для подальшого застосування методу скінченних різниць для його розв'язку. Коли його розв'язком (задача з плазмовим циліндром з циліндричною порожниною) були функції Бесселя. Отримане диференціальне рівняння з неоднорідними коефіцієнтами наведено нижче.

$$\begin{aligned}
 & \left[\left((\omega + i\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right) \omega - \omega_{pe}^2 (\omega + i\nu_e) \right] \frac{(\omega + i\nu_e)}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{pe}^2} d_r^4 E_z + \\
 & + \left[\left((\omega + i\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right) \omega - \omega_{pe}^2 (\omega + i\nu_e) \right] \frac{(\omega + i\nu_e)}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{pe}^2} \frac{2}{r} d_r^3 E_z - \\
 & - \left\{ \left[\left((\omega + i\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right) \omega - \omega_{pe}^2 (\omega + i\nu_e) \right] \frac{(\omega + i\nu_e)}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{pe}^2} \frac{2m^2 + 1}{r^2} + g(r) \frac{\omega(\omega + i\nu_e) \left((\omega + i\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right)}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{pe}^2} \right\} d_r^2 E_z + \\
 & + \left\{ \left[\left((\omega + i\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right) \omega - \omega_{pe}^2 (\omega + i\nu_e) \right] \frac{(\omega + i\nu_e)}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{pe}^2} \frac{2m^2 + 1}{r^3} - \frac{1}{r} g(r) \frac{\omega(\omega + i\nu_e) \left((\omega + i\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right)}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{pe}^2} \right\} d_r E_z + \\
 & + \left\{ \left[\left((\omega + i\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right) \omega - \omega_{pe}^2 (\omega + i\nu_e) \right] \frac{\omega + i\nu_e}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{pe}^2} \frac{m^4 - 4m^2}{r^4} + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left. + \frac{m^2}{r^2} g(r) \frac{\omega(\omega + iv_e) \left((\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right)}{\omega(\omega + iv_e) - \omega_{pe}^2} + g_1(r) \right\} E_z = \\
& = -(1 - N_l^2)^2 \left((\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2 \right) E_z,
\end{aligned}$$

Де введено функції $g(r)$ та $g_1(r)$.

$$\begin{aligned}
g_1(r) &= \frac{\omega_{pe}^4 \omega_{ce}^2}{\omega^2} \frac{1}{(\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2} - 2(1 - N_l^2) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} (\omega + iv_e) + \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^2} (\omega + iv_e)^2 \frac{1}{(\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2} \\
g(r) &= - \left(\frac{4\pi e^2 n_0(r)}{m_e} \frac{1}{\omega} \frac{\omega_{ce}}{(\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2} \right)^2 + \left(N_l^2 - 1 + \frac{4\pi e^2 n_0(r)}{m_e} \frac{1}{\omega} \frac{\omega + iv_e}{(\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2} \right) \times \\
& \quad \times \left(2 - \frac{4\pi e^2 n_0(r)}{m_e} \frac{1}{\omega^2 + iv_e \omega} \frac{2(\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2}{(\omega + iv_e)^2 - \omega_{ce}^2} \right).
\end{aligned}$$

STUDY OF THE COMBINED GLOW MICROWAVE DISCHARGE ON THE URAGAN-2M STELLARATOR

**Yu. P. Martseniuk¹, Yu. V. Kovtun¹, V. E. Moiseenko¹, A. V. Lozin¹, Y. V. Siusko¹,
A. N. Shapoval¹, O. V. Yevsikov¹, V. B. Korovin¹, E. D. Kramskoy¹, M. M. Kozulya¹,
D. I. Baron¹, I. K. Tarasov¹, A. Gorjaev²**

¹ National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

² Laboratory for Plasma Physics, LPP-ERM/KMS, Brussels, Belgium

Wall conditioning is an integral part of experiments in toroidal magnetic confinement fusion facilities such as tokamaks and stellarators. The wall conditioning procedure is necessary to reduce the flow of impurities from the wall into the containment volume, to restore vacuum conditions after failures and vacuum leaks, and to reduce the time for plasma experiments to switch from one element to another or their isotopes. Plasma production by various types of discharges is used for wall conditioning procedure [1]. One of the most commonly used wall conditioning methods is glow discharge, which is used in many modern tokamaks and stellarators [1 - 3]. The technology of wall conditioning using glow discharge plasma has a significant drawback, namely, the sputtering of materials in the vacuum chamber that are in contact with the glow discharge plasma. The TEXTOR tokamak has developed and implemented a cleaning technology using glow discharge plasma in combination with high-frequency discharge, the so-called RG-discharges [4]. The disadvantage of this technology, similar to glow discharge, is sputtering.

In [5, 6], to reduce the glow discharge voltage, it was proposed to additionally inject microwave power into the glow discharge and thus implement a combined glow-microwave discharge. The first experiments on stellarator Uragan-2M (U-2M) showed the possibility of implementing a combined glow and microwave discharge in a large volume of $\sim 4 \text{ m}^3$ [6]. In the experiments, a decrease in the voltage in the combined discharge to 57 V relative to the voltage in the glow discharge was observed at a low input microwave power of up to 0.6 kW at a frequency of 2.45 GHz.

The present work is a continuation of the studies of combined glow and microwave discharge on U-2M begun in [6]. The main goal of the paper was to find modes of combined discharge where the discharge voltage would be minimal. For this purpose, the glow discharge power supply system was upgraded. This made it possible to conduct experiments at voltages up to 1.7 kW and discharge currents up to 5 A. The microwave system was also upgraded by installing a new magnetron with a power of up to 1.5 kW at a frequency of 2.45 GHz.

The experiments were carried out in argon at a pressure of 4 - 7 Pa. In the first stage, a glow discharge was first ignited in the U-2M vacuum chamber. In the second stage, microwave power was introduced into the chamber and a combined glow and microwave discharge was performed.

The experiments showed that when microwave power is injected into the glow discharge, the current increases, and the discharge voltage decreases. The maximum voltage decrease in the combined discharge was up to 189 V relative to the voltage on the glowing discharge. Accordingly, the voltage decreased from 206 to 17 V when microwave power was applied. The propagation of microwaves in gas discharge plasma is discussed.

1. T. Wauters et al. 62 (2020) 034002.
2. A. Gorjaev et al. Phys Scr. 171 (2020) 014063.
3. Y.V. Kovtun et al. Probl. At. Sci. Technol. 131 (2021) 19.
4. J. Winter. Journal of Nuclear Materials 161 (1989) 265.
5. G.P. Glazunov et al. Probl. At. Sci. Technol. 131 (2021) 50.
6. Y.V. Kovtun et al. Sci. Innov. 17 (2021) 33.

БІФУРКАЦІЙНИЙ АНАЛІЗ ЛІНІЙНО НЕСТІЙКОЇ ТРИХВИЛЬНОЇ ДИСИПАТИВНОЇ СИСТЕМИ ЗВ'ЯЗАНИХ МОД З КВАДРАТИЧНОЮ НЕЛІНІЙНІСТЮ

В. С. Марченко, С. М. Резник

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Розглянуто часову поведінку амплітуд трьох хвиль, що резонансно взаємодіють, одна з яких лінійно нестійка, а дві інші лінійно стійкі. У наближенні слабкої взаємодії хвиль система рівнянь для комплексних амплітуд C має вигляд [1, 2]

$$\frac{dC_1}{dt} = \gamma_1 C_1 - M_1 C_3 C_2^* e^{-i\delta t}, \quad \frac{dC_2}{dt} = -\gamma_2 C_2 + M_2 C_3 C_1^* e^{-i\delta t}, \quad \frac{dC_3}{dt} = -\gamma_3 C_3 + M_3 C_1 C_2 e^{i\delta t}, \quad (1)$$

де всі коефіцієнти $\gamma_k, M_k, k = 1, 2, 3$ додатні. Параметр δ характеризує розлад частот хвиль $\delta = \omega_3 - \omega_2 - \omega_1 \neq 0$. Певними лінійними перетвореннями [2 - 5] систему рівнянь (1) можна звести до чотирьох дійсних автономних рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{d\tau} &= a_1 - a_2 a_3 \cos \Phi, & \frac{da_2}{d\tau} &= -v_2 a_2 + a_1 a_3 \cos \Phi, & \frac{da_3}{d\tau} &= -v_3 a_3 + a_1 a_2 \cos \Phi, \\ \frac{d\Phi}{d\tau} &= \Delta + \left(\frac{a_2 a_3}{a_1} - \frac{a_1 a_3}{a_2} - \frac{a_1 a_2}{a_3} \right) \sin \Phi, & \tau &= \gamma_1 t \end{aligned} \quad (2)$$

з трьома безрозмірними параметрами $v_2 = \gamma_2 / \gamma_1, v_3 = \gamma_3 / \gamma_1, \Delta = \delta / \gamma_1$. Однак провести аналіз типу траєкторій системи (2) залежно від параметрів v_2, v_3, Δ складно через те, що фазовий простір є чотиривимірним. Тому біфуркаційний аналіз траєкторій для системи (2) проводився для випадку симетричного затухання хвиль, $v_2 = v_3 = \gamma$ [3, 4]. Можна показати, що в цьому випадку систему (2) можна замінити на більш просту

$$\frac{da_1}{d\tau} = a_1 - a_2^2 \cos \Phi, \quad \frac{da_2}{d\tau} = -\gamma a_2 + a_1 a_2 \cos \Phi, \quad \frac{d\Phi}{d\tau} = \Delta + \left(\frac{a_2^2}{a_1} - 2a_1 \right) \sin \Phi. \quad (3)$$

Система (3) досліджена в [3]. Показано, що якщо $\gamma < 1,37$, система нестійка і амплітуди експоненційно зростають з часом. Якщо $\gamma > 1,37$, то при $\Delta > 3,73$ в певному діапазоні значень γ існують стійкі стаціонарні розв'язки (3). Якщо $\Delta < 3,73$, то стаціонарні розв'язки нестійкі і залежно від величини затухання γ можуть існувати граничні цикли (періодичні траєкторії) чи хаотичні траєкторії (траєкторії, чутливі до вибору початкових умов).

Інтервали по γ , в яких існують граничні цикли й хаотичні траєкторії для системи (3) з $\Delta = 2$, наведено в табл. 1.

Таблиця 1. Біфуркаційні значення параметра γ для системи рівнянь (2)

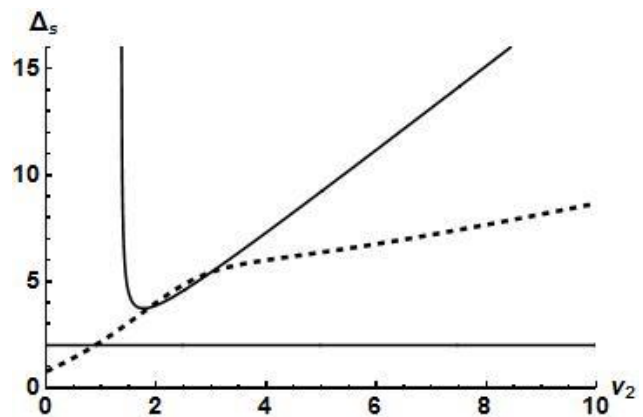
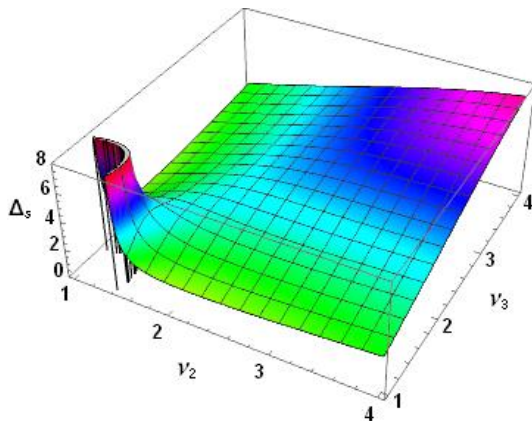
	Експоненціальне зростання	Цикл 1	Цикл 2	Цикл 4	Хаотичні траєкторії 1	Цикл 3	Хаотичні траєкторії 2
γ	1 - 3	3 - 8,5	8,5 - 11,9	11,9 - 12,8	13,2 - 16,8	16,8 - 17,4	18,5 - 25

Щоб оцінити вплив асиметрії коефіцієнтів затухання v_2, v_3 , проведено аналіз стійкості стаціонарних точок системи рівнянь (2)

$$a_{1s} = \sqrt{v_2 v_3} \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{v^2}}, \quad a_{2s} = \sqrt{v_3} \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{v^2}}, \quad a_{3s} = \sqrt{v_2} \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{v^2}}, \quad \tan \Phi_s = \frac{\Delta}{v},$$

де $v = v_2 + v_3 - 1$. Показано, що за умови відсутності необмежених траєкторій $v_2 + v_3 > 1$, стаціонарні точки стійкі, якщо параметр Δ перевищує значення $\Delta_s(v_2, v_3)$. Для функції $\Delta_s(v_2, v_3)$ отримано аналітичний вираз, її графік показано на рисунку (ліва панель). На рисунку (права панель)

суцільна крива відповідає випадку $v_2 = v_3$, а пунктирна крива випадку $v_3 = 3$. Видно, що ці криві істотно відрізняються. Це підтверджують і числові розрахунки траєкторій для випадку $v_3 = 3$, $\Delta = 2$, результати яких наведена в табл. 2.



Ліворуч – залежність $\Delta_s(v_2, v_3)$ для системи (3). Праворуч – границі стійкості стаціонарних точок для системи (3) (пунктирна крива) та системи (2) (суцільна крива [3]); горизонтальна пряма відповідає рівнянню $\Delta_s = 2$.

Таблиця 2. Біфуркаційні значення параметра v_2 для системи (3)

	Стаціонарні амплітуди	Цикл 1	Цикл 2	Цикл 4	Цикли ≥ 8	Хаотичні траєкторії	Цикл 3
v_2	(0 - 0,89)	0,89 - 3,84	3,84 - 4,51	4,51 - 4,67	4,67 - 4,8	4,9 - 5,0	5,07 - 5,23

Ця робота була підтримана грантом DOE DE-FG02-06ER54867 у рамках Угоди про партнерський проект P786/UCI Subaward # 2022-1701 між Каліфорнійським університетом, Ірвайн (UCI), Українським науково-технологічним центром та Інститутом ядерних досліджень НАН України.

1. S.Ya. Vyshkind, M.I. Rabinovich. Sov. Phys. JETP 44 (1976) 292.
2. S.Ya. Vyshkind. Radiophysics and Quantum Electronics 21 (1978) 600.
3. J.M. Wersinger, J.M. Finn, E. Ott. Phys. Fluids 23 (1980) 1142.
4. M.N. Bussac. Phys. Scripta T2/1 (1982) 110.
5. P. Terry, W. Horton. Phys. Fluids 25 (1982) 491.

ІНФЕРНАЛЬНІ АЛЬФВЕНОВІ МОДИ

В. С. Марченко, С. М. Резник, Я. І. Колесниченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У так званих «гібридних» розрядах токамаків, які характеризуються майже пласким профілем фактора безпеки (q) в широкій центральній області, з величиною $q_0 \approx 1$ у цій області, існує принципово новий тип низькочастотних альфвенових власних мод, які характеризуються майже еквідистантним частотним спектром, $\omega_n \approx n\omega_0$ (n – тороїдальне хвильове число), якщо тиск плазми є значно нижчим порога ідеальної нестійкості, знайденого в роботах [1, 2]. Отримані в роботі частотний спектр і власні функції для радіального зміщення плазми ($\xi_n(r)$) мають вигляд

$$\omega_n = \frac{n\omega_{*i}}{2} + \sqrt{\frac{n^2\omega_{*i}^2}{4} + \frac{n^2\omega_A^2}{3} \left[(q_0 - 1)^2 - \left(\frac{r_0}{R_0}\right)^2 \left(\frac{r_0}{r_{n+1}}\right)^{2(n+1)} \frac{\beta_p^2}{\sigma_n n^2 (n+1)(n+2)} \right]}, \quad (1)$$

$$\xi_n(r) \propto r^{n-1} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) H(r_0 - r), \quad (2)$$

де ω_{*i} – частота діаманітного дрейфу теплових іонів, $\omega_A = V_A / R_0$, $V_A(R_0)$ – альфвенова швидкість (головний радіус тора), r_0 – радіус магнітної поверхні, всередині якої $q_0 \approx 1$, $H(x)$ – функція Гевісайда, і останній член у квадратних дужках (1), який порушує еквідистантність спектра, описує дестабілізуючий вплив тиску плазми [1, 2], і в даній роботі вважається малою поправкою до еквідистантної частини.

У наближенні слабкої нееквідистантності спектра розглянуто взаємодію трьох інфернальних альфвенових мод (ІАЕ) з $n = 1 \div 3$ через вимушене розсіяння захопленими енергійними іонами на резонансі $\omega_n = n\omega_D$, де ω_D – частота тороїдальної прецесії ведучого центра бананової орбіти енергійного іона. Розглянуто реалістичний випадок, коли мода з $n = 1$ є нестійкою, а моди з $n = 2, 3$ затухають і збуджуються нелінійно в результаті вимушеного розсіяння нестійкої моди, яке супроводжується підвищенням частоти розсіяних хвиль (обернений Комптон-ефект [3]).

Розрахунки на основі бананово-дрейфового кінетичного рівняння для збурення функції розподілу захоплених енергійних іонів призводять до наступної системи рівнянь для нормованих комплексних амплітуд електричного потенціалу мод у триплеті, $C_n = e\phi_{0n}(\tau) / T_i$:

$$\begin{aligned} \frac{dC_1}{d\tau} &= C_1 - M_1 C_3 C_2^* \exp(-i\Delta\tau), \\ \frac{dC_2}{d\tau} &= -\nu_2 C_2 + M_2 C_3 C_1^* \exp(-i\Delta\tau), \\ \frac{dC_3}{d\tau} &= -\nu_3 C_3 + M_3 C_2 C_1 \exp(i\Delta\tau), \end{aligned} \quad (3)$$

де час нормовано на інкремент нестійкої моди γ_1 , $\nu_{2,3}$ – нормовані декременти затухаючих мод, Δ – нормована розстройка частот у триплеті через слабе порушення еквідистантності в (1), а матричні елементи мають вигляд

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{1}{16\pi\sqrt{2}\Lambda} \frac{n_\alpha}{n_i} \frac{\omega_{*\alpha}}{\delta_1^2} \frac{\delta_2}{\gamma_1} \frac{\omega_{ci}}{\varepsilon_\alpha} \frac{T_i}{\varepsilon_\alpha} \left(\frac{r_*}{r_0}\right)^6 \left(1 - \frac{r_*^2}{r_0^2}\right) \left(6 - 11 \frac{r_*^2}{r_0^2}\right), \\ M_2 &= \frac{1}{4\pi\sqrt{2}\Lambda} \frac{n_\alpha}{n_i} \frac{\omega_{*\alpha}}{\delta_2} \frac{\omega_{ci}}{\gamma_1} \frac{T_i}{\varepsilon_\alpha} \left(\frac{r_*}{r_0}\right)^5 \left(1 - \frac{r_*^2}{r_0^2}\right) \left(3 - 7 \frac{r_*^2}{r_0^2}\right), \end{aligned}$$

$$M_3 = \frac{1}{8\pi\sqrt{2}\Lambda} \frac{n_\alpha}{n_i} \frac{\omega_{* \alpha}}{\delta_2} \frac{\omega_{ci}}{\gamma_1} \frac{T_i}{\varepsilon_\alpha} \left(\frac{r_*}{r_0}\right)^6 \left(1 - \frac{r_*^2}{r_0^2}\right), \quad (4)$$

де $\Lambda \sim 1, n_\alpha, \omega_{* \alpha}, \varepsilon_\alpha$ – відповідно концентрація, дрейфова частота, і енергія інжекції енергійних іонів, n_i, ω_{ci}, T_i – відповідно концентрація, циклотронна частота, і температура теплових іонів, $\delta_3 \ll \delta_2 \ll \delta_1$ – відхилення відповідних частот від еквідистантності, $\omega_n \cong n\omega_0 - \delta_n$, і r_* – радіус прецесійного резонансу при енергії інжекції, $\omega_0 = \omega_D(\varepsilon_\alpha, r_*)$ (у наближенні глибоко захоплених іонів інжекції).

Приклади нелінійної динаміки системи (3) представлені на цій конференції в доповіді С. М. Резника. Як виявилось, типовою поведінкою є біфуркації народження граничних циклів, тобто циклічне синхронне збудження мод у триплеті, яке супроводжується швидкою модуляцією фаз комплексних амплітуд (тобто різкою зміною частоти). Така поведінка нагадує так звані «альфвенові лавини», які спостерігалися в гібридних розрядах на сферичних токамаках NSTX [4] і MAST [5].

Ця робота була підтримана грантом DOE DE-FG02-06ER54867 у рамках Угоди про партнерський проєкт P786/UCI Subaward # 2022-1701 між Каліфорнійським університетом, Ірвайн (UCI), Українським науково-технологічним центром та Інститутом ядерних досліджень НАН України.

1. R.J. Hastie, T.C. Hender. Nucl. Fusion 28 (1988) 585.
2. F.L. Waelbroeck, R.D. Hazeltine. Phys. Fluids 31 (1988) 1217.
3. V.S. Marchenko. Phys. Plasmas 29 (2022) 030702.
4. E.D. Fredrickson et al. Nucl Fusion 46 (2006) S926.
5. I.T. Chapman et al. Nucl. Fusion 50 (2010) 045007.

ПРО ВПЛИВ ДОМІШОК МЕТАЛІВ НА ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ ПІДВОДНИХ РОЗРЯДІВ

В. Г. Панченко, П. В. Порицький, Л. М. Свята

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Наразі застосування підводних розрядів поширюється у зв'язку із розвитком інфраструктури та кількості рухомих та нерухомих підводних об'єктів, що викликається розширенням судноплавства та розвитком нафтогазової промисловості та транспорту. Підводні розряди залишаються майже єдиним засобом для ремонту та доробки таких об'єктів у підводному середовищі.

Плазма таких розрядів є складним багатокомпонентним середовищем, що контактує з рідиною за високих тисків. У реальних умовах у плазму розрядів у воді неодмінно потрапляє крім розчинених у ній речовин, випарений матеріал електродів та провідників, через які підводиться струм до плазми, або які застосовуються для ініціювання розрядів через високі ізоляційні властивості води. Атоми таких домішок можуть суттєво впливати на властивості плазми підводних розрядів. Вони викликають зміни у розподілах струму та енерговиділення в розрядних каналах, впливають на формування їхньої структури та динаміку розвитку.

Проте властивості плазми розрядів у водному середовищі при підвищених тисках залишаються слабо вивченими. З одного боку, це пов'язано зі складністю багатокомпонентного плазмового середовища при підвищених температурах та тисках, а з іншого – із неоднозначністю підходів до вивчення такого середовища.

У даній роботі розглядається методика розрахунку термодинамічних та транспортних властивостей щільної неідеальної плазми дугових та імпульсних розрядів у водному середовищі у діапазоні тисків 0,1 - 1000 МПа та температурному діапазоні 300 - 30000 К. Розрахунок транспортних властивостей плазми проводився на основі методу Грета відповідно до викладеного у роботі [1] з поправками на ефекти неідеальності плазми, що викликані високою щільністю плазмового середовища.

Результати розрахунків порівнювалися з наявними результатами інших робіт та розрахунками за лоренцевою теорією (рис. 1 - 3).

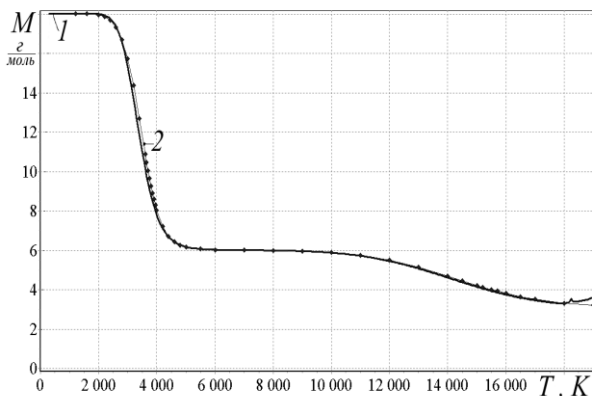


Рис. 1. Молярна маса водної плазми при атмосферному тиску. Крива 1 - розрахунок даної роботи, Крива 2 - дані з [2].

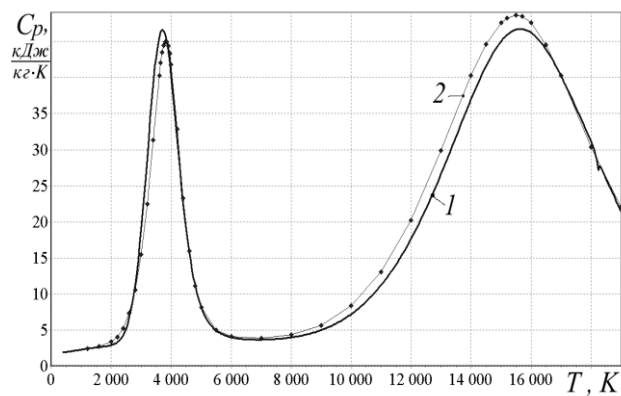


Рис. 2. Питова теплоємність водної плазми при атмосферному тиску. Крива 1 - розрахунок даної роботи, Крива 2 - дані з [2].

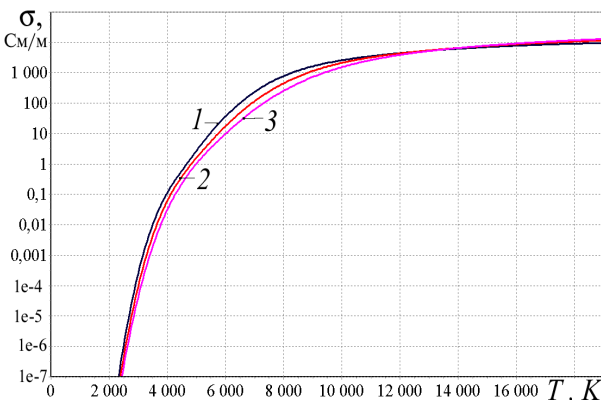


Рис. 3. Електропровідність водної плазми при різних тисках (розрахунок). Крива 1 - 1 бар, розрахунок даної роботи. Крива 2 - 5 бар, крива 3 - 20 бар.

Показано, що властивості багатокомпонентного плазмового середовища підводних розрядів мають яскраво виражений немонотонний характер. Це викликається як багатокомпонентністю середовища, так і впливом ефектів неідеальності внаслідок високої щільності середовища. Поява металевих домішок, як правило, призводить до підвищення провідності та густини енергії у плазмі. Слід звернути увагу на те, що температурні залежності мають характерні максимуми, зумовлені процесами дисоціації та іонізації (у випадку атомарного газу перший «дисоціативний» максимум відсутній). Звернемо також увагу на той факт, що для випадку водяної пари «дисоціативний» максимум має вигляд одного

піка, хоча дисоціація молекули води відбувається декількома шляхами. Така картина процесу характерна загалом для двомолекулярного газу, зокрема, водню. Враховуючи те, що для водяної пари абсолютна величина вказаних максимумів визначається в основному рухомістю атомів та іонів водню, як найлегших атомних частинок в суміші, можна зробити висновок про подібність властивостей термічної плазми водню та водяної пари. Як наслідок, слід також очікувати подібність властивостей розрядів у зазначених середовищах.

Зазначимо, що наразі мають місце суттєві розбіжності між величинами транспортних властивостей багатокомпонентної плазми, що розраховані із використанням різних моделей. Отже властивості плазми підводних розрядів потребують подальшого вивчення.

1. P. Porytsky. et al. Phys. Plasmas 20 (2013) 023504.
2. O. Coufal. J. Phys. D: Appl.Phys. 40 (2007) 3371.

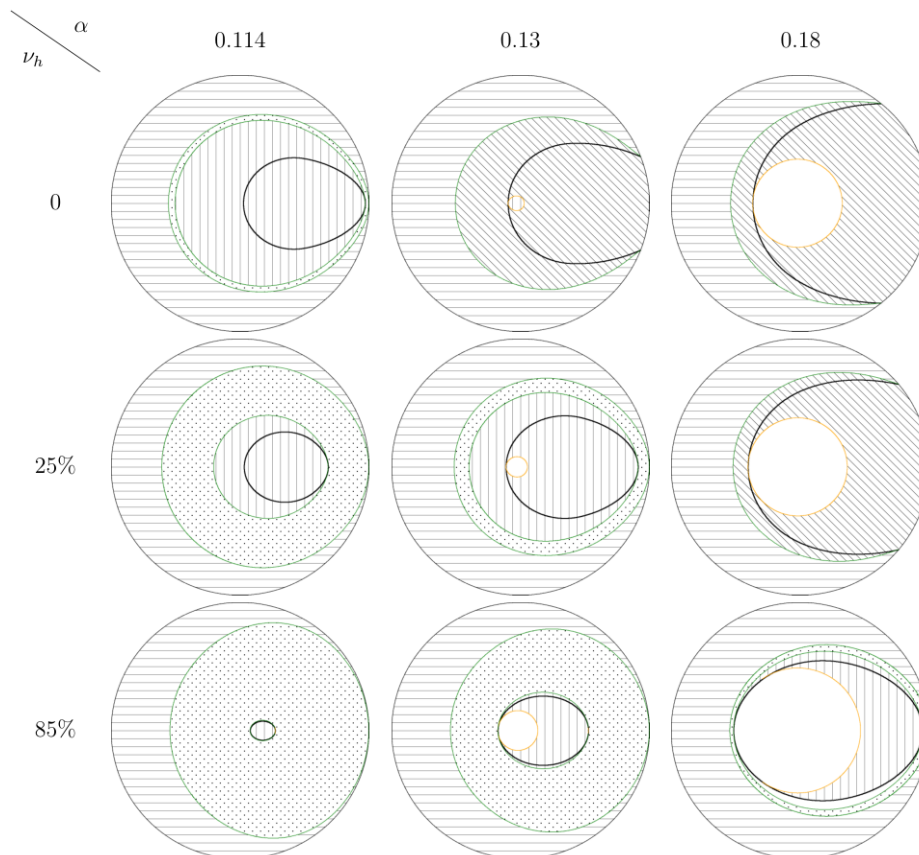
УТРИМАННЯ ПЕРЕХІДНИХ ЧАСТИНОК У БІ-ГВИНТОВИХ КОНФІГУРАЦІЯХ ТИПУ WENDELSTEIN

А. В. Тихий, Я. І. Колесниченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Нещодавно у числовому експерименті [1] спостерігався стохастичний рух перехідних 3,5-MeV-них альфа-частинок у реакторі-стелараторі Helias. Це спостереження підтвердило теоретичне передбачення [2] про те, що беззіткненнева стохастична дифузія є механізмом, відповідальним за суттєві відкладені втрати швидких йонів у квазі-ізодинамічних стелараторах. Числовий експеримент [1] також продемонстрував можливість зменшення втрат йонів на стінку через замкнення сепаратриси між локально захопленим та локально пролітним станами ($\kappa^2 = 1$), яку було вперше запропоновано у роботі [3]. У роботі [1] було зроблено висновок, що належною оптимізацією магнітної конфігурації можна збільшити частку перехідних йонів із замкненою сепаратрисою (які не втрачаються через стохастичну дифузію), і разом з тим зменшити загальну частку перехідних йонів. Зокрема такий вплив має зменшення гвинтової (1, 1) гармоніки магнітного поля. Цей результат вказував на те, що магнітні конфігурації із збільшеною «анти-гвинтовою» (1, -1) гармонікою, запропоновані в роботах [4-6] з метою більшої омнігенності, можуть мати аналогічні хороші властивості стосовно відкладених втрат швидких йонів. Ця можливість і вивчається в даній роботі.

У цій роботі виведені раніше [7, 8] рівняння, що описують дрейфові орбіти швидких частинок та сепаратрису у квазі-ізодинамічних стелараторах із магнітною конфігурацією типу Wendelstein, було узагальнено на конфігурації із анти-гвинтовою (1,-1)-фур'є-гармонікою магнітного поля («бі-гвинтові конфігурації»). Ці рівняння було використано для обчислення областей положідального перерізу плазми, займаних локалізованими, перехідними та пролітними частинками при різних значеннях пітч-кутового параметра α та при різних величинах відношення ν_H анти-гвинтової гармоніки до гвинтової. На рисунку показано результати цих обчислень для $\nu_H = 0\%$, 25% та 85% . Анти-гвинтова гармоніка чинить сприятливий вплив на утримання вже при $\nu_H = 25\%$: перехідні частинки із найменшими і проміжними значеннями пітч-кутового параметра ($\alpha < 0,18$) утримуються, а їхня частка зменшується. При $\nu_H = 85\%$ утримуються майже всі перехідні частинки, а їхня частка стає малою; при найменших значеннях пітч-кутового параметра ($\alpha < 0,114$) домінують добре утримувані локалізовані орбіти.



Крайні орбіти частинок та області, зайняті орбітами різного типу, залежно від пітч-кутового параметра α та відношення анти-гвинтової до гвинтової гармоніки ν_H . Полохідальні перерізи.

Числовими розрахунками показано, що при дослідженні утримання перехідних частинок у конфігураціях типу Wendelstein, де утримання перехідних частинок забезпечується діамагнітним дрейфом, важливо враховувати зменшення діамагнетизму плазми на периферії, через що дзеркальна та діамагнітна фур'є-гармоніки магнітного поля на периферії наближено лінійно (а не параболічно) залежать від радіуса і дають малий внесок у дрейф частинок у полоїдальному напрямку. Зроблено висновок, що у таких реалістичних конфігураціях анти-гвинтова гармоніка корисніша для утримання перехідних частинок, ніж це можна було б судити з результатів моделювання у конфігураціях, де дзеркальна та діамагнітна гармоніки магнітного поля є параболічними до краю плазми: збільшення анти-гвинтової гармоніки на ту ж величину більше розширює діапазон пітч-кутів, у якому локалізовані та перехідні швидкі йони утримуються, у реалістичних, ніж у спрощених магнітних конфігураціях.

Робота виконана в рамках проекту консорціуму EUROfusion, профінансованому Європейським Союзом через Дослідно-навчальну програму Euratom (грантова угода № 101052200 – EUROfusion).

1. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A.V. Tykhyu. Stochastic diffusion of energetic ions in Wendelstein-line stellarators: numerical validation of theory predictions. *Phys. Plasmas* 29 (2022) 102506.
2. C.D. Beidler et al. Stochastic diffusion of energetic ions in optimized stellarators. *Phys. Plasmas* 8 (2001) 2731.
3. A.V. Tykhyu et al. Mitigation of stochastic diffusion losses in optimized stellarators. *Plasma Phys. Control. Fusion* 49 (2007) 703.
4. C.D. Beidler, H. Maasberg. An improved formulation of the ripple-averaged kinetic theory of neoclassical transport in stellarators. *Plasma Phys. Control. Fusion* 43 (2001) 1131.
5. P. Helander, J. Nührenberg. Bootstrap current and neoclassical transport in quasi-isodynamic stellarators. *Plasma Phys. Control. Fusion* 51 (2009) 055004.
6. P. Helander, J. Geiger, H. Maasberg. On the bootstrap current in stellarators and tokamaks. *Phys. Plasmas* 18 (2011) 092505.
7. А.В. Тихий. Стохастична дифузія енергійних йонів у стелараторах типу Wendelstein. *Укр. Фіз. Журнал* 63 (2018) 495.
8. A.V. Tykhyu, Ya.I. Kolesnichenko. Theory of stochastic diffusion in Wendelstein-line stellarators in the presence of radial electric field. *Plasma Phys. Control. Fusion* 63 (2021) 075019.

ОСОБЛИВОСТІ РОЗПАДУ ЩІЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ВИСОКОВОЛЬТНИХ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ З ДОМІШКАМИ МЕТАЛІВ

О. А. Федорович, Л. М. Войтенко, В. В. Гладковський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Щільна плазма (ЩП) знаходить все більше застосувань у розробці нових технологічних пристроїв для промисловості, науково-технічних розробок, газофазних ядерних реакторів (ГЯР), пристроїв для космічної галузі для розрядно-імпульсних технологій, ВВ розрядників, МГД-генераторів тощо [1, 2].

Важливі такі дослідження і для астрофізики, тому що дадуть змогу зрозуміти та розрахувати процеси охолодження космічних тіл з високою концентрацією електронів та з високими температурами [1].

Для розробки таких пристроїв та їхнього конструювання необхідно одержати дані про фізичні властивості ЩП та їхні залежності від її основних параметрів таких як: електронна температура, концентрація електронів у плазмі, хімічний склад плазми, спектри поглинання та випромінювання, інтенсивність суцільного спектра і її залежність від концентрації електронів, вплив на інтенсивність випромінювання (поглинання) суцільного спектра потужних електричних мікрополів тощо. До цього часу в літературі таких експериментальних даних для ЩП немає. Це зв'язано з відсутністю надійних методик визначення одного з основних параметрів плазми – концентрації електронів (N_e). При концентраціях електронів, що перевищують 10^{19} см^{-3} , виникають змінні електричні мікрополя, які співрозмірні за величиною з напруженостями полів, що присутні всередині атомів. Вони призводять до ряду нових властивостей ЩП, які не проявляються в розрідженій плазмі. Зокрема до зникнення всіх рівнів у збуджених атомах, які перестають спостерігатися на спектрах випромінювання (поглинання). Це так званий ефект «оптичної щільності», який виникає в ЩП, а її величина однозначно залежить від N_e в ЩП і, як показано в роботі [3], практично не залежить від температури плазми.

При дослідженнях випромінювання імпульсних розрядів у воді необхідно мати інформацію про характер спектра і його розподіл по довжинах хвиль. При розрядах у воді без їхнього ініціювання електрично вибухаючими провідниками спектри випромінювання суцільні, часто з відхиленнями від випромінювання абсолютно чорного тіла. При ініціюванні розрядів металевими провідниками на суцільних спектрах починають проявлятися лінії поглинання ініціюючих провідників. Причому моменти появи їх залежать як від матеріалу, його кількості, так і від параметрів розрядного контуру і часу спостереження спектра.

Як було показано в ряді наших робіт, коефіцієнти розпаду щільної плазми не залежать від її температури, як це спостерігається в розрідженій плазмі [4], ступеню неідеальності плазми, не описується формулами для бінарної та потрійної рекомбінації, а залежить тільки від концентрації електронів.

У роботі [5] було одержано емпіричну формулу залежності коефіцієнтів розпаду від концентрації електронів у плазмі. Враховуючи, що експериментально в подвійному логарифмічному масштабі була отримана практично лінійна залежність коефіцієнтів розпаду від концентрації електронів, підібрали емпіричну формулу для цієї залежності:

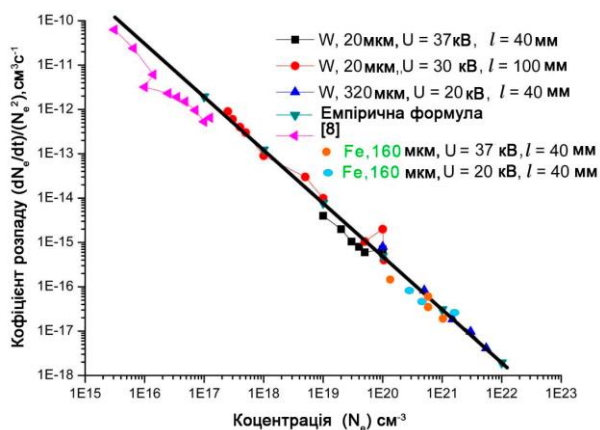
$$K = 4,9 \cdot 10^{18} (N_e)^{-1,2}, \quad (1)$$

де K – коефіцієнт розпаду щільної плазми, $[K] - \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^3$; N_e – концентрація електронів у плазмі; $[N_e] - \text{см}^{-3}$. Одержавши значення концентрації електронів у певні відомі моменти часу, отримуємо дані для розрахунку коефіцієнтів розпаду при різних концентраціях, врахувавши величину проміжку часу, через які одержані дані значення, за формулою:

$$K_p = \frac{\Delta N_e}{\Delta t \cdot N_e^2}, \quad (2)$$

де K_p – коефіцієнт розпаду плазми, N_e – концентрація електронів у плазмі, Δt – проміжок часу між визначенням концентрацій, а N_e – верхнє значення концентрації електронів. Але недостатньо вивчена область залежності коефіцієнтів розпаду для різних атомів та для концентрацій електронів між 10^{20} та 10^{21} см^{-3} . Такі значення концентрацій у плазмі ІРВ можна одержати при вибухах провідників, ініціюючих ІРВ, різними металами.

Матеріал ініціюючого провідника із заліза (сталь) був вибраний тому, що лінійчатий спектр випромінювання плазми заліза в видимому діапазоні один з найбагатших. Тільки в діапазоні довжин хвиль 335,0 - 427,5 нм випромінюється близько 250 атомарних ліній заліза. Одержавши записи мікрофотограм спектрів випромінювання розрядів в різні моменти часу, проводилося ототожнення спектра поглинання суцільного спектра тих ліній поглинання, які появилися на фоні суцільного спектра. Встановлювалися довжини хвиль поглинання матеріалу і за таблицями спектральних ліній їхні енергії збудження. Знаючи потенціал іонізації даного елемента і енергію збудження рівня, береться їхня різниця і визначається «величина оптичної щілини» в спектрі поглинання всіх ліній. Після цього визначається найменша «величина оптичної щілини» в кожний момент часу. По «величині оптичної щілини» визначається концентрація електронів у щільній плазмі в певний момент часу згідно з роботами [6, 7]. Одержано результати залежності коефіцієнтів розпаду від концентрації електронів в діапазоні концентрацій 10^{20} та 10^{21} см^{-3} . Одержані раніше результати доповнені даними, одержаними для двох режимів розрядів у воді при ініціюванні розряду вибухаючими при електричному високовольтному нагріванні провідників зі сталі діаметром 160 мкм при довжині розрядного проміжку 40 мм. Результати узгоджуються з одержаними раніше коефіцієнтами розпаду щільної плазми для інших імпульсних високовольтних розрядів у воді ініційованих провідниками з вольфраму.



На рисунку наведено результати одержаної залежності коефіцієнтів розпаду щільної плазми від концентрації електронів та графік одержаний по емпіричній формулі (1), яку можна використовувати для визначення коефіцієнтів розпаду для різних матеріалів. Діапазон температур, при яких визначалися коефіцієнти розпаду щільної плазми, змінювався від $64 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^3$ К.

1. В.Е. Фортов. *Уравнения состояния вещества: от идеального газа до кварк-глюонной плазмы* (Москва: Физматлит, 2012) 492 с.
2. A.S. Koroteev, E.E. Son. Development Nuclear Gas Core Reactor in Russia. AIAA Paper 2007-0035. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2007, Reno, Nevada.
3. O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko. About the influence of the plasmas nonideality degree on the plasmas-decay coefficients. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics* 19 (1) (2013) 201.
4. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Москва, Наука, 1982) 376 с.
5. O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko. On the dense plasma decay within the electron concentration range of $10^{17} \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics* 86(4) (2013) 217.
6. O.A. Федорович. Экспериментальные исследования оптических свойств НП в диапазоне концентраций электронов $10^{17} \text{ см}^{-3} \leq n_e \leq 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. *ТВТ* 52(4) (2014) 524.
7. O.A. Fedorovich. Empirical formula for the dependence of the “optical gap” value on the electron concentration N_e within the range of $10^{17} \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration* 86(4) (2013) 223.
8. O.A. Малкин. *Импульсный ток и релаксация в газе* (Москва, 1982) 376 с.

ХАРАКТЕРИСТИКА ФІЗИКО-ХІМІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СИСТЕМ З ОБЕРТОВИМ КОВЗНИМ РОЗРЯДОМ У ПЛАЗМІ

В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, С. С. Недовесов, О. М. Цимбалюк,
К. В. Юхименко, Д. Д. Третяков

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем, Київ, Україна

У дослідженні представлено результати експерименту, який вивчав параметри плазми вторинного розряду при атмосферному тиску що підтримується обертовим ковзним розрядом (низької потужності близько 100 Вт) (SDRGD) у потоці повітря. Це було зроблено при суттєвому перевищенні об'єму струмового каналу вторинного розряду над об'ємом струмового каналу самостійного розряду. Параметри плазми визначалися за допомогою методів емісійної спектроскопії плазми з використанням програми SpecAir [1]. Оцінка напруженості електричного поля у плазмі вторинного розряду проводилася вимірюванням зміни напруги на вторинному розряді при зміні довжини струмового каналу розряду регулюванням міжелектродної відстані.

Схема та опис представлені на рис. 1. Струм вимірювався через падіння напруги на резисторах 50 Ом. Напругу вимірювали резистивним дільником (D) із співвідношенням 1 : 10000. Баластний опір 21,5 кОм.

Осцилограми струмів та напруги розрядної системи, як для первинного (обертового ковзного розряду - RGD), так і для вторинного розряду, представлено на рис. 2.

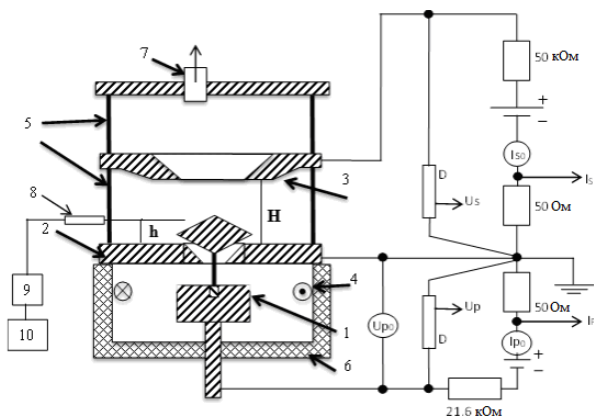


Рис. 1. Експериментальна установка для активації хімічних перетворень газозафазних речовин плазмою вторинного розряду, що підтримується обертовим ковзним розрядом. 1 – високовольтний електрод первинного розряду; 2 – заземлений електрод; 3 – високовольтний електрод вторинного розряду; 4 – вхід газу; 5 – кварцові циліндри; 6 – діелектрична камера; 7 – вихід газу; 8 – оптоволокно; 9 – спектрометр; 10 – ПК.

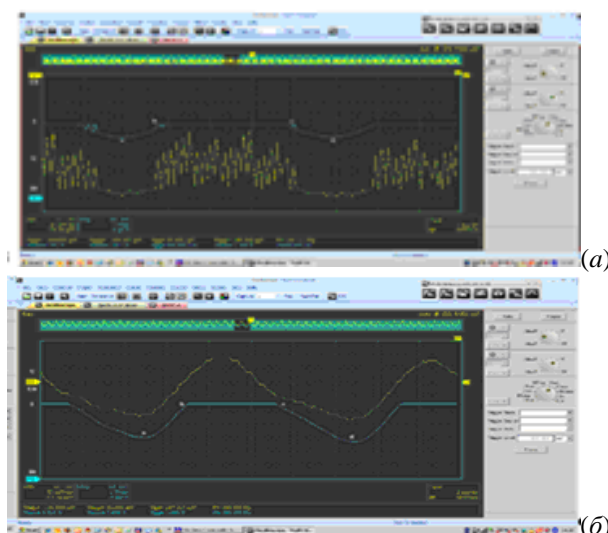


Рис. 2. Типові осцилограми струму і напруги в первинному (а) і вторинному (б) розрядах при потоці повітря 10 л/хв, $I_{p0} = 100$ мА.

Вольт-амперна характеристика первинного розряду демонструє тенденцію до зменшення та є відносно нечутливою до потоку газу в межах діапазону похибок вимірювання.

Визначення параметрів плазми як самостійного обертового ковзного розряду, так і вторинного розряду, здійснювалося з використанням УФ та видимої емісійної спектроскопії плазми (200 - 1000 нм). Реєстрація спектрів випромінювання здійснювалася спектрометром Solar ТП. Усі виміряні спектри характеризуються наявністю випромінювання молекулярних смуг ОН (А-Х), N₂ (С-В) і атомних ліній як елементарних компонентів плазмоутворюючого газу (О), так і компонентів електродного матеріалу (основні компоненти з нержавіючої сталі є Cr, Fe) (рис. 3).

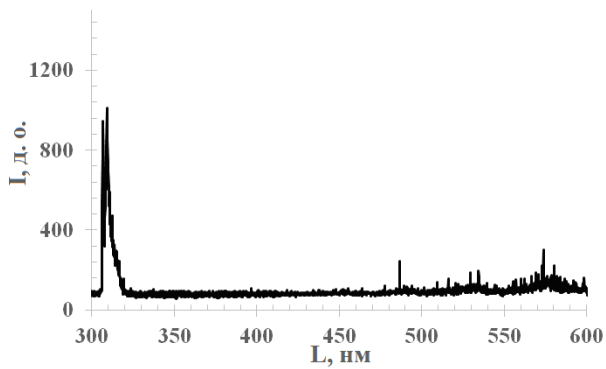


Рис. 3. Залежність інтенсивності випромінювання плазми (I) від довжини хвилі (L) для SDRGD у плазмовій системі. Це спостерігалось при струмі $I_{po} = 100$ мА, $I_{so} = 40$ мА та швидкості потоку повітря 10 л/хв. Температура $T_r(OH) = 2800$ Кпм.

Температури заселення обертальних і коливальних рівнів молекул і електронних рівнів атомів представлено в таблиці. Порівняння отриманих значень температур заселення різних збуджених рівнів свідчить про нерівноважний характер плазми обертового ковзного розряду в потоці повітря ($T_r < T_v < T_e$).

У результаті роботи можемо зробити висновки, що плазмові системи високого тиску із вторинним розрядом, який підтримується обертовим ковзним розрядом, здатні генерувати нерівноважну плазму значно більшого об'єму з ширшим діапазоном налаштування параметрів порівняно з автономними розрядними системами. Це зберігає потенціал для розширення плазмохімічних процесів.

h, мм	Первинний розряд	$T_r(OH)$, К	$T_v(OH)$, К	$T_r(N_2)$, К	$T_v(N_2)$, К	$T_e(O)$, К	$T_e(Cr)$, К
5	Повітря	3800	–	4000	4000	–	5800

1. www.specair-radiation.net

РЕАКЦІЇ ДИСПРОПОРЦІОНУВАННЯ ФЕРРОЦЕНУ У ПЛАЗМОВО-РІДИННІЙ СИСТЕМІ З ОБЕРТОВИМ КОВЗНИМ РОЗРЯДОМ, ЩО ЗАНУРЕНИЙ У РІДИНУ

В. Я. Черняк¹, В. В. Юхименко¹, К. В. Юхименко¹, С. В. Шульга², Д. Д. Третяков¹,
О. М. Цимбалюк¹, С. С. Неодовесов¹, Н. В. Матлах¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна

Перетворення або конверсія високомолекулярних сполук через хімічні реакції є складним завданням, оскільки вони володіють високою термічною стабільністю та складною молекулярною структурою. Дослідження плазмових технологій у контексті конверсії високомолекулярних сполук є важливим, оскільки це може відкрити двері до нових технологій та методів, що можуть допомогти розв'язати проблеми, пов'язані з обробкою цих складних матеріалів. Робота спрямована на дослідження потенціалу плазмових технологій як можливого вирішення цієї проблеми, а також характеристик плазми, при яких буде це можливо. У роботі використовувалася плазмово-рідинна система для обробки розчинів високомолекулярних органічних та неорганічних сполук [1]. Система створена на основі обертового ковзного розряду [2], який занурюється безпосередньо в рідину. Цей метод може дати змогу ефективно перетворити високомолекулярні сполуки на сполуки з меншою молекулярною масою, що можуть мати багато корисних застосувань.

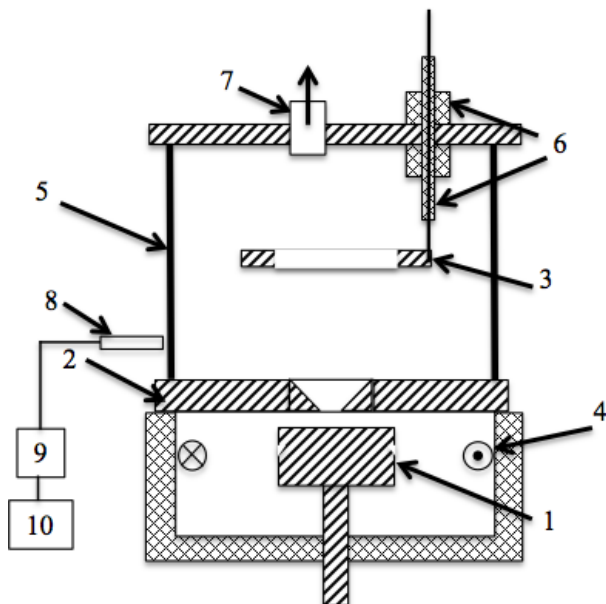


Рис. 1. Схема системи з обертовим ковзним розрядом, що занурений у рідину: 1 – високоевольтний електрод первинного розряду; 2 – земляний електрод; 3 – високоевольтний електрод вторинного розряду; 4 – вхід газу; 5 – кварцовий циліндр; 6 – діелектрик; 7 – вихід газу; 8 – оптоволокно; 9 – спектрометр; 10 – ПК.

дистильованій воді. Органічні речовини розчинялися в етанолі та ацетонітрилі. Були використані бензотриазол ($C_6H_5N_3$), ферроцен ($C_{10}H_{10}Fe$). У систему для обробки заливалося 100 мл розчину.

Вимірювання вольт-амперних характеристик розрядів проводилося з використанням осцилографа INSTRUSTAR-ISDS205A, сигнали на який подавалися з омичного-ємнісного дільника напруги (1/10000) та вимірювальних опорів 50 Ом. Визначення параметрів плазми здійснювалося з використанням УФ та видимої емісійної спектроскопії плазми (200 - 1000 нм). Реєстрація спектрів випромінювання здійснювалася спектрометром Solar III. Значення температур заселення електронних рівнів T-е атомів, коливальних рівнів молекул T_v та обертових рівнів молекул T_r визначалися по залежностях температур заселення відповідних рівнів атома O та молекул OH і N₂ від відношення інтенсивностей випромінювання I_i/I_k на двох довжинах хвиль – λ_i, λ_k.

На рис. 2 представлені ВАХ обертового ковзного розряду для потоку повітря 10 л/хв визначені по ділянках осцилограм, що відповідають наростанню струму та спаду струму на інтервалі часу 5 мс для системи заповненої дистильованою H₂O.

Експериментальна установка з обертовим ковзним розрядом зануреним у рідину представлена на рис. 1. Генератор плазми складається з центрального електроду (катод), верхнього фланцю (анод), діелектричної камери з отворами для тангенційної подачі робочого газу. Центральна частина аноду має конусоподібну форму з отвором у центрі. Діаметр отвору 3 мм. Між катодом та анодом горить обертовий ковзний розряд. Відстань між катодом і анодом 1 мм. На аноді розміщена кварцова труба, в яку заливається рідину, що досліджується. Зверху кварцу розміщено фланець, в який вмонтовано електрод вторинного розряду у формі кільця, що занурювалося у рідину. Як робочий газ використовувалися повітря, Ar, N₂ або CO₂, потік становив 10л/хв. Газ подавався тангенційно до осі системи. Вихід із системи був під'єднаний до вентиляційної системи.

Як досліджувані речовини, що піддавалися обробці в системі, були використані дистилат H₂O та розчини неорганічних та органічних сполук. Кристалізовані неорганічні речовини молібдату амонія ((NH₄)₂MoO₄), хлориду нікелю (NiCl₂), хлориду кобальту (CoCl₂) розчинялися в

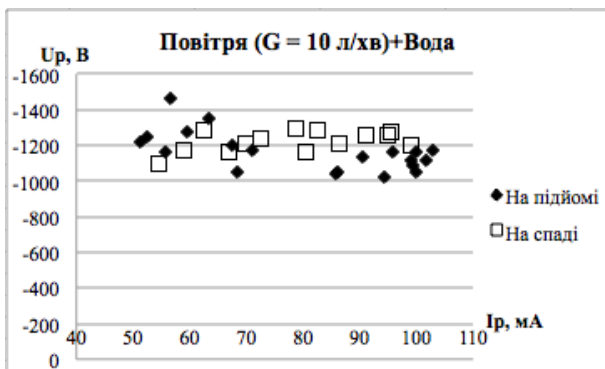


Рис. 2. Вольт-амперні характеристики обертового ковзного розряду для потоку повітря 10 л/хв., визначені з осцилограм.

результаті плазмохімічного синтезу свого кольору не змінювали, їхній склад досліджувався за допомогою ядерно-магнітного резонансу ЯМР.

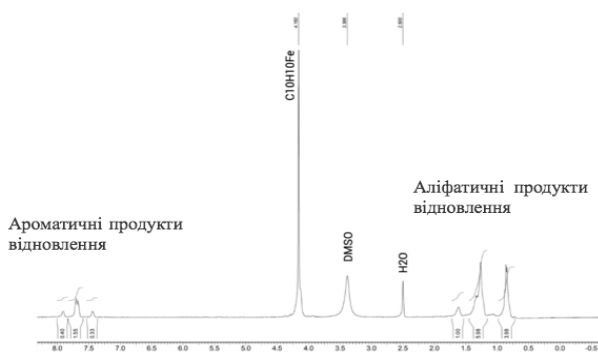


Рис. 3. ЯМР спектр ферроцену та продуктів його відновлення.

Проведено одностадійне перетворення циклопентадієнільних лігандів у ароматичні вуглеводні, яке в хімії можливе тільки в багатостадійному процесі.

1. V.V. Iukhymenko et al. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics 23(1) (2017) 136.
2. V. Chernyak. In: 3rd Czech - Russian Seminar on Electrophysical and Thermophysical Processes in Low-temperature Plasma, Brno, November 16 - 19, 1999. p. 94.

Характеристики не змінюються при зміні струму в межах досліджуваного діапазону.

У результаті плазмохімічного синтезу в системі «азот - вода - молібдат амонію» було зафіксовано утворення молібденової сині. Це свідчить про утворення відновника в реакційній суміші (атомарного водню) та відновлення йонів молібдену (VI) до ступенів окиснення (IV-V).

Розчин хлориду нікелю змінив колір із світло-зеленого на бурий, з утворенням осаду.

Розчин хлориду кобальту залишився початкового кольору, без утворення осаду, тобто реакції відновлення чи гідролізу не зафіксовано.

Спиртові розчини органічних сполук у результаті плазмохімічного синтезу свого кольору не змінювали, їхній склад досліджувався за допомогою

Для ферроцену було зафіксовано деструкцію та відновлення циклопентадієнільних лігандів до аліфатичних та ароматичних вуглеводнів, про що свідчить поява сигналів у ^1H ЯМР спектрі при 0,8 - 1,3 м.д. (рис. 3). Хімічний склад бензотриазолу не змінився, продуктів відновлення не зафіксовано.

З отриманих результатів роботи можна зробити такі висновки:

плазма обертового ковзного розряду, що занурений у рідину, є неізотермічною;

продемонстровано можливість проведення відновлення неорганічних речовин зі зміною валентності металу.

ЗМІНИ СТРУКТУРИ ВЛАСНИХ МОД ПРИ ЗБУДЖЕННІ ТА ГАМУВАННІ

Ю. В. Яковенко^{1,2}, В. І. Саламон², С. В. Тарасенко²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Просторове каналування енергії швидких йонів [1] – перенесення енергії швидких йонів нестійкою модою, яку ці йони збуджують – відбувається, якщо просторова зона, де швидкі йони віддають свою енергію моді, не збігається з зоною, де мода віддає енергію тепловій плазмі. У нещодавніх роботах [2, 3] було спостережено деформацію фронту альвенових мод, тобто залежність їх фази від радіальної координати, яку було пов'язано з перенесенням енергії цими модами. Цей ефект заслуговує на вивчення, позаяк він дає змогу діагностувати перенесення енергії нестійкими модами.

Іншим мотивом для вивчення впливу збудження на структуру мод було те, що альвенові моди мають дуже малу групову швидкість у радіальному напрямку [4] (наприклад, $v_{gr} \sim \epsilon^2 v_A$ для ТАЕ-мод, де ϵ – обернене аспектне відношення, v_A – альвенова швидкість). Це означає, що в тому разі, коли області збудження та гамування моди не збігаються, альвенова мода не зможе передати потік енергії (принаймні без зміни структури), якщо $\gamma / \omega \sim v_{gr} / (dk_{\parallel} v_A)$, а це є доволі жорстка умова (тут γ , ω , d та k_{\parallel} – відповідно інкремент збудження, частота, радіальна ширина та поздовжнє хвильове число моди). Виникає природне питання: що відбувається з модою, коли інтенсивність збудження наближається до цієї границі?

У цій роботі представлено результати числового моделювання впливу одночасного збудження та гамування на просторову структуру власної моди. Задля спрощення замість альвенових власних мод моделювалися ленгмюрові. Рівняння ленгмюрових мод є значно простішими, при цьому вони мають малу групову швидкість (так само, як альвенові моди поперек магнітного поля). Крім того, в роботі отримано зв'язок між залежністю фази хвилі від радіальної координати та радіальним потоком енергії для ленгмюрової власної моди та для GAE-моди (Global Alfvén Eigenmode).

Розглянуто таке рівняння ленгмюрової хвилі:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(3p \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(3p \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) - \rho \omega_p^2 \xi + \rho \gamma_l \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad \xi(x=x_1) = \xi(x=x_2) = 0. \quad (1)$$

Тут x та y – координати, t – час, $\xi = \xi(x, y, t)$ – зсув електронного плинку, $\rho = \rho(x)$ та $p = p(x)$ – відповідно його масова густина та тиск, $\omega_p = \omega_p(x)$ – електронна плазмова частота, $\gamma_l = \gamma_l(x)$ – локальний інкремент / декремент збудження / гамування. У тому разі, коли ω_p має мінімум посеред інтервалу $[x_1, x_2]$, рівняння може описувати хвилі, що є стоячими за x , – власні моди.

Якщо відкинути останній доданок у рівнянні (1), то рівняння випливає з певного лагранжіану, аналіз якого показує, що потік енергії у власній моді вигляду $\xi = \text{Re} \left[\tilde{\xi}(x) \exp(ik_y y - i\omega t) \right]$ має вигляд

$$f = \frac{3p\omega}{2} \text{Im} \left(\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x} \tilde{\xi}^* \right). \quad (2)$$

З іншого боку, щоб явно виділити варіацію фази моди вздовж координати x , можна записати моду у вигляді $\tilde{\xi}(x) = \hat{\xi}(x) \exp[i\psi(x)]$, де $\hat{\xi}(x)$ – дійсна функція, $\psi(x)$ – фаза. Тоді

$$\frac{d\psi}{dx} = \text{Im} \left(\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x} \tilde{\xi}^* \right) / |\tilde{\xi}|^2. \quad (3)$$

Порівняння (2) та (3) дає зв'язок між потоком енергії та зміною фази (деформацією хвильового фронту).

Розгляд рівняння GAE-моди дає принципово подібний вираз для радіального потоку енергії:

$$f = \frac{c^2}{8\pi\omega} \left(k_{\parallel}^2 - \frac{\omega^2}{v_A^2} \right) \text{Im} \left(\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial r} \tilde{\Phi}^* \right). \quad (4)$$

де $\Phi = \text{Re}[\tilde{\Phi}(r)\exp(im\theta - in\varphi - i\omega t)]$ – електричний потенціал моди, r , θ , φ та t – відповідно радіальна, полярна та тороїдна координати, m та n – модові номери. Отже, знаючи частоту та амплітуду моди, а також параметри плазми, можна визначити внесок моди у просторове каналування енергії.

На прикладі ленгмюрової моди було проведено числове моделювання, щоб оцінити можливість визначати потік енергії за наявності шуму при спостереженні моди. На рис. 1 показано результати для амплітуди шуму, яка становила 1 % від амплітуди моди.

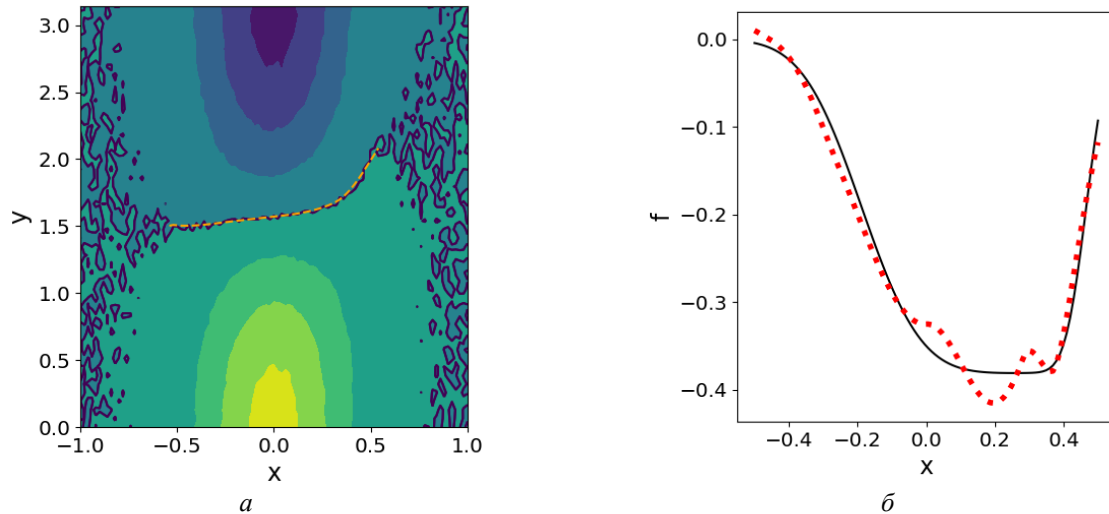


Рис. 1. Визначення потоку енергії з викривлення хвильового фронту. *a* – Просторова структура моди (залежність ξ від координат). Суцільна лінія – нуль ξ (хвильовий фронт); пунктир – його оцінка програмою. *b* – Потік енергії. Суцільна лінія – справжній; пунктир – оцінений програмою.

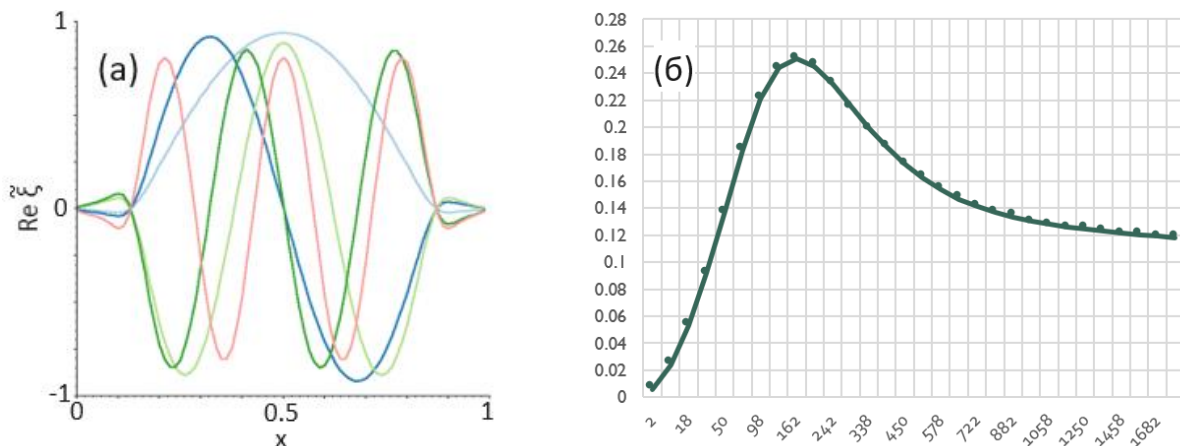


Рис. 2. Реакція мод на сильне збудження / гамування.

a – Профіль перших п'яти мод при сильному збудженні. *b* – Залежність $f(x=0,5)$ від $|\gamma_l|$ для першої моди.

Приклад результатів моделювання ленгмюрової моди при великій інтенсивності збудження та гамування, $|\gamma_l|$, подано на рис. 2. Плазма бралася однорідною (стояча хвиля утворювалася через відбиття від границь), а збудження та гамування відбувалося біля границь плазми. При великому $|\gamma_l|$ спостерігалось витіснення хвилі з областей ненульового $|\gamma_l|$, $x \approx 0,1$ та $x \approx 0,9$, (якісно схожий процес було знайдено при моделюванні ТАЕ-мод [5]). Як наслідок, потік енергії починав зменшуватися зі зростанням $|\gamma_l|$ після досягнення певного критичного значення.

Робота виконувалася за підтримки партнерського проекту НТЦУ № Р786 та проектів НАН України «Явища, пов'язані з енергійними йонами в токамаках та стелараторах» та № ПЛ27/23-Н.

1. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 075001.
2. G.J. Kramer et al. Nucl. Fusion 59 (2019) 094001.
3. W.W. Heidbrink et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 066020.
4. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, M.H. Tyshchenko. Phys. Plasmas 25 (2018) 112508.
5. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy, R.B. White. Nucl. Fusion 60 (2020) 112006.

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ДОЗИ ОПРОМІНЕННЯ НАДЗЕМНИХ ТА ПІДЗЕМНИХ ОРГАНІВ *PHRAGMITES AUSTRALIS*В. В. Беляєв¹, О. М. Волкова¹, С. П. Пришляк¹, Д. І. Гудков¹, В. В. Скиба²¹ Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна² Білоцерківський національний аграрний університет, Біла Церква, Україна

Натепер встановлено, що у гелофітів деяких водойм Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) рівень хромосомних аберацій у клітинах меристемних тканин коренів у кілька разів перевищує спонтанний рівень хромосомного мутагенезу [1]. Тому мета роботи – на прикладі *Phragmites australis* визначити закономірності формування величини потужності дози опромінення надземних і підземних органів рослин у водоймах з різним рівнем радіонуклідного забруднення компонентів.

Рослини відбирали у 2021 - 2023 рр.: ЧЗВ – в озерах Азбучин (51,406°N, 30,109°E), Вершина (51,432°N, 30,073°E), Глибоке (51,444°N, 30,064°E), Далекє (51,430°N, 30,103°E), Янівському затоні (51,409°N, 30,084°E), р. Прип'ять (м. Чорнобиль) та у водоймах, що утворилися після зниження рівня води у водоймі-охолоджувачі Чорнобильської АЕС (ВО ЧАЕС) – старій (ВО СХЧ) та новій (ВО НХЧ) холодній частинах, старій (ВО СТЧ) та новій (ВО НТЧ) теплій частинах; поза межами ЧЗВ – на акваторіях Київського (с. Страхолісся), Канівського (м. Ржищів) та Повчанського водосховищ (Коростенський район Житомирської області, 51,133°N, 28,529°E), озерах Біле (Вараський район Рівненської області, 51,648°N, 26,024°E) та Лісове (Вишгородський район Київської області, 51,133°N, 29,468°E).

Питому активність основних на теперішній час дозоутворюючих радіонуклідів ⁹⁰Sr та ¹³⁷Cs визначали γ- та β-спектрометричними методами окремо у надземних органах, кореневищах та ґрунтових коренях *Phragmites australis*. Похибка визначення ¹³⁷Cs не перевищувала 15 %. Загальна похибка для методу визначення ⁹⁰Sr становила 30 %. Величини потужності дози розраховували на основі даних щодо питомої активності радіонуклідів у надземних та підземних органах рослин (табл. 1) за методикою, наведеною у [2].

Таблиця 1. Питома активність радіонуклідів у надземних органах (1), кореневищах (2) та ґрунтових коренях (3) *Phragmites australis*

Рік	Водойми	⁹⁰ Sr, Бк/кг			¹³⁷ Cs, Бк/кг		
		1	2	3	1	2	3
2021	оз. Азбучин	19000	3550	39800	1022	476	21810
2021	оз. Вершина	11700	6140	96100	7246	5410	69794
2021	оз. Глибоке	4105	1748	15256	14257	13032	36588
2021	оз. Далекє	801	927	4360	4109	5056	11100
2021	Янівський затон	92	41	705	2301	4472	18153
2021	р. Прип'ять	6,39	–*	<65	24	30	288
2021	ВО НТЧ	237	64	307	751	337	7951
2021	ВО НХЧ	420	137	827	1214	941	10072
2023	ВО НХЧ	218	60	371	591	557	4105
2021	ВО СТЧ	1226	193	1590	1690	4735	8752
2021	ВО СХЧ	75	54	930	2955	2404	10407
2023	ВО СХЧ	310	42	767	698	821	4944
2023	Київське водосховище	<10	<10	<28	30	25	368
2021	Канівське водосховище	<22	<35	<410	34	38	385
2021	Повчанське водосховище	<15	–	–	75	35	394
2021	оз. Біле	9,3	<5	–	90	115	458
2021	оз. Лісове	20	–	–	2578	2875	28566

* Тут та у табл. 2 не визначали.

В екосистемах озер на території ЧЗВ потужність дози опромінення рослин від інкорпорованого ⁹⁰Sr становила 2,6 - 41, ¹³⁷Cs – 2,4 - 15, у залишкових водоймах ВО ЧАЕС – 0,2 - 2 та 0,8 - 3,3, у водоймах поза межами ЧЗВ – не перевищувала 0,11 та становила 0,05 - 4,6 мкГр/доба відповідно (табл. 2).

Таблиця 2. Потужність дози внутрішнього опромінення надземних органів (1), кореневищ (2), ґрунтових коренів (3) та рослини загалом (4) у *Phragmites australis*, мкГр/доба

Рік	Водойми	⁹⁰ Sr				¹³⁷ Cs				Σ
		1	2	3	4	1	2	3	4	
2021	оз. Азбучин	49,3	12,9	20,7	32,2	1,01	0,50	12,5	2,44	34,7
2021	оз. Вершина	30,4	22,3	49,9	30,2	7,16	5,66	37,2	10,8	41,0
2021	оз. Глибоке	10,7	6,35	7,92	8,72	14,1	13,6	21,0	14,9	23,6
2021	оз. Далеке	2,08	3,37	2,26	2,57	4,06	5,29	6,38	4,83	7,40
2021	Янівський затон	0,24	0,15	0,37	0,22	2,27	4,68	10,4	4,28	4,51
2021	р. Прип'ять	0,02	–*	<0,03	<0,03	0,02	0,03	0,17	0,05	<0,08
2021	ВО НТЧ	0,62	0,23	0,16	0,42	0,74	0,35	4,57	1,14	1,55
2021	ВО НХЧ	1,09	0,50	0,43	0,78	1,20	0,98	5,79	1,76	2,55
2023	ВО НХЧ	0,56	0,22	0,19	0,39	0,58	0,58	2,36	0,83	1,22
2021	ВО СТЧ	3,18	0,70	0,82	1,96	1,67	4,95	5,03	3,33	5,28
2021	ВО СХЧ	0,19	0,20	0,48	0,24	2,92	2,52	5,98	3,20	3,44
2023	ВО СХЧ	0,80	0,15	0,40	0,51	0,69	0,86	2,84	1,05	1,56
2023	Київське водосховище	<0,06	<0,13	<0,21	<0,11	0,03	0,04	0,22	0,06	<0,17
2021	Канівське водосховище	<0,03	<0,04	<0,02	<0,03	0,03	0,03	0,21	0,05	<0,08
2021	Повчанське водосховище	0,04	–	–	<0,05	0,07	0,04	0,23	0,08	<0,15
2021	оз. Біле	0,02	<0,02	–	<0,03	0,09	0,12	0,26	0,13	<0,16
2021	оз. Лісове	0,05	–	–	<0,07	2,55	3,01	16,4	4,65	4,7

Встановлено, що у більшості водойм ЧЗВ величина потужності дози, що обумовлена інкорпорованим ⁹⁰Sr, у надземних органах рослин більша, ніж у коренях або кореневищах у 2 - 4 рази. Величина потужності дози від інкорпорованого ¹³⁷Cs у коренях рослин була у 1,5 - 12 разів більшою, ніж у надземних органах. Внесок випромінювання ¹³⁷Cs у дозу внутрішнього опромінення коренів рослин водойм ЧЗВ становив 69 - 97 %, і лише у рослин з озер Азбучин та Вершина – близько 40 %. Внесок випромінювання ¹³⁷Cs у загальну дозу внутрішнього опромінення для рослин з озер Азбучин та Вершина становив 7 та 26 % відповідно, інших водойм ЧЗВ – 63 - 95 %.

Величина потужності дози від інкорпорованого ¹³⁷Cs у коренях рослин з водойм поза межами ЧЗВ була у 3 - 7 разів більшою, ніж у надземних органах.

Можна відзначити, що інкорпорований ⁹⁰Sr опромінює надземні органи у більшому ступені, ніж підземні, а інкорпорований ¹³⁷Cs – підземні органи.

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект № 2020.02/0264) і Національної академії наук України

1. N.L. Shevtsova, D.I. Gudkov. Cytogenetic effects of long-term radiation on higher aquatic plants within the Chernobyl accident Exclusion Zone. Radioprotection 44(5) (2009) 937.
2. В.В. Беляєв та ін. Реконструкція поглиненої дози іонізуючого випромінювання повітряно-водних рослин у водоймах ближньої зони аварії на Чорнобильській АЕС. Ядерна фізика та енергетика 21(4) (2020) 338.

ДО КООРДИНАЦІЇ ПОВ'ЯЗАНИХ З ЯДЕРНОЮ ЕНЕРГІЄЮ ПРОЦЕСІВ

В. М. Горбачук, Т. О. Бардадим, М. І. Лупей, Д. І. Ніколенко, Л. О. Батіг, Д. О. Рибачок

Інститут кібернетики імені В. М. Глушкова НАН України, Київ, Україна

Володимир Вернадський, перший президент НАН України (Української академії наук, заснованої 18 листопада 1918 р.) і перший керівник Радієвого інституту (зараз – Радієвого інституту імені В. Г. Хлопіна у складі корпорації «Росатом»), у результаті досліджень біофізичних, геохімічних, радіогеологічних та інших процесів виявив важливі взаємозв'язки та взаємозалежності між різними природними процесами, між різними галузями науки і техніки, а також наслідки антропогенного впливу на подібні процеси, планету Земля в цілому та її середовище [1]. Антропогенний вплив на ядерну енергетику є актуальним питанням для всіх держав світу, які застосовують пов'язані з ядерною енергією процеси, особливо для України, де у 1986 р. сталася Чорнобильська катастрофа, а у 2022 р. відбулося збройне захоплення двох атомних електростанцій, включаючи найбільшу в Європі АЕС. Крім того, у період між 1986 р. і 2022 р. мали місце терористичні акти, що використовували пов'язані з ядерною енергією процеси і призводили до радіоактивного забруднення територій з високою густиною населення. Ці події стали викликом для всього людства, зокрема для Міжнародного агентства з ядерної енергії (створеного у 1957 р.), інших національних і міжнародних організацій.

Пов'язані з ядерною енергією процеси завжди потребували і потребуватимуть належного (національного і міжнародного) контролю та управління на всіх етапах ланцюгів постачання від досліджень і розробок до кінцевих користувачів. Безпосередньою причиною аварії на Чорнобильській АЕС у 1986 р. була втрата управління процесом ядерної реакції, прийнятого для промислової експлуатації. Така втрата управління була наслідком недоліків організації роботи з відповідним високотехнологічним промисловим процесом. Відомими є дослідження контролю та управління інших пов'язаних з (термо)ядерною енергією процесів, які знаходять практичне застосування. Такі дослідження виконувалися також в Інституті кібернетики імені В. М. Глушкова НАН України [2]. В інформаційну еру контроль та управління подібними процесами потребує інтеграції та координації відповідних централізованих заходів (прийняття тактичних і стратегічних рішень, розробки стандартів, підтримки функціонування загальної енергомережі тощо) [3] і децентралізованих дій (забезпечення функціонування датчиків, реєстрації та передачі сигналів, обробки первинних (великих і різномірних) даних, організації роботи персоналу тощо) [4, 5].

У відповідь на терористичну атаку на США 11 вересня 2001 р. та розсилку по США спор сибірської виразки, розпочату протягом кількох днів після цієї атаки, президент США оголосив про створення Офісу внутрішньої безпеки (Office of Homeland Security, OHS) для належної координації зусиль внутрішньої безпеки в інформаційну еру: «Місія Офісу полягатиме в розробці та координації впровадження комплексної національної стратегії захисту Сполучених Штатів від терористичних загроз або атак. Офіс координуватиме зусилля виконавчої влади з виявлення і підготовки терористичних атак, а також зусилля для запобігання таким атакам, захисту від подібних атак, відновлення після них у межах США». 8 жовтня 2001 р. OHS очолив Томас Рідж (народився у передмісті Мунхолл м. Піттсбург штату Пенсільванія у 1945 р., здобув наукові ступені бакалавра з відзнакою Гарвардського університету (заснованого у 1636 р.) у 1967 р. та доктора права Школи Дікінсона Університету штату Пенсільванія (заснованого у 1855 р.) у 1972 р. (мобілізований до збройних сил США у 1968 р., служив у В'єтнамі у 1969 - 1970 рр.), 6 разів обирався до Конгресу США у 1982 - 1994 рр., губернатор штату Пенсільванія у 1994 - 2001 рр., очолює консалтингову фірму Ridge Global).

Закон США про внутрішню безпеку (Homeland Security Act, HSA) внесли 118 членів Конгресу США 24 червня 2002 р., підтримали 90 членів Сенату США 19 листопада 2002 р., схвалив Конгрес США 22 листопада 2002 р., підписав президент США 25 листопада 2002 р. HSA утворив Міністерство внутрішньої безпеки (Department of Homeland Security, DHS) США та нову посаду Міністра внутрішньої безпеки, що стало найбільшою реорганізацією федерального уряду США з часів прийняття Закону про національну безпеку США 1947 р., який утворив Міністерство оборони США. HAS також включає багато організацій, під керівництвом яких реалізуються повноваження Закону США про об'єднання та зміцнення Америки наданням відповідних засобів, необхідних для запобігання та перешкоджання тероризму (Uniting and Strengthening America by Providing Appropriate Tools Required to Intercept and Obstruct Terrorism (USA PATRIOT)) 2001 р. DHS консолідує організації виконавчої влади США, пов'язані з внутрішньою безпекою. Повноваженням DHS сприяли 164 рекомендації Комісії Гілмора – **Консультативної групи (Advisory Panel) Конгресу США з оцінки внутрішніх спро-**

можностей відповідей на тероризм, який включає зброю масового знищення; 146 рекомендацій були прийняті повністю або частково Конгресом і федеральним урядом. Ця група функціонувала у 1999 - 2003 рр. і щороку 15 грудня представляла звіт президенту та Конгресу США. Цю групу очолював Джеймс Гілмор (народився у м. Річмонд штату Вірджинія у 1945 р., здобув наукові ступені бакалавра мистецтв Університету Вірджинії (заснованого у 1819 р.) у 1971 р. та доктора права Університету Вірджинії у 1977 р. (у 1971 р. добровільно пішов служити в армію США, служив у Корпусі військової розвідки в новоствореному Розвідувальному центрі армії США у Форт-Уачука (заснованому у 1877 р. як Кемп-Уачука) штату Аризона поблизу кордону з Мексикою, навчався в Оборонному інституті мов у м. Монтерей штату Каліфорнія, служив у групі військової розвідки, під час служби у Федеративній Республіці Німеччина був агентом контррозвідки армії США до 1974 р.), 2 рази обирався державним прокурором одного з графств Вірджинії у 1987 - 1993 рр., генеральний прокурор штату Вірджинія у 1994 - 1997 рр., губернатор штату Вірджинія у 1998 - 2002 рр., член правління Національної стрілецької асоціації у 2005 - 2017 рр., посол США в ОБСЄ у 2019 - 2021 рр.).

Міністр оборони США, після консультацій з Генеральним прокурором, Міністром енергетики, Міністром охорони здоров'я та соціальних служб (Secretary of Health and Human Services) США, директором **Федерального агентства з менеджменту надзвичайних ситуацій** (Federal Emergency Management Agency, FEMA) уклав контракт з Національним оборонним науково-дослідним інститутом RAND (Research ANd Development) для створення консультативної групи.

До DHS входять 22 агентства: Митна і прикордонна служба (раніше – Митна служба у Міністерстві фінансів, Служба імміграції та натуралізації у Міністерстві юстиції, Інспекційна служба здоров'я тварин і рослин у Міністерстві сільського господарства); Служба імміграційного та митного контролю (раніше – Митна служба у Міністерстві фінансів, Служба імміграції та натуралізації у Міністерстві юстиції); Служба громадянства та імміграції (раніше – Служба імміграції та натуралізації у Міністерстві юстиції); **Директорат менеджменту** (раніше – Адміністрація загальних послуг у Федеральній захисній службі); Адміністрація транспортної безпеки (раніше – у Міністерстві транспорту); Федеральний навчальний центр правоохоронних органів (раніше – у Міністерстві фінансів); FEMA (раніше не мало підпорядкування; FEMA стало включати Стратегічний державний запас національної медичної системи на випадок катастроф (раніше – у Міністерстві охорони здоров'я та соціальних служб) до липня 2004 р., **Команду реагування на ядерні інциденти** (раніше – у Міністерстві енергетики), **Команду внутрішньої екстреної підтримки** (раніше – у Міністерстві юстиції), **Центр внутрішньої готовності** (раніше – у Міністерстві юстиції (ФБР)); **Директорат науки і технологій** (раніше – Програми протидії хімічним, біологічним, радіологічним, ядерним загрозам у Міністерстві енергетики, Лабораторія екологічних вимірювань у Міністерстві енергетики, Національний центр оборонного аналізу біологічної війни у Міністерстві оборони, Центр хвороб тварин на о. Плам-Айленд у Міністерстві сільського господарства); Комп'ютерна команда екстреної готовності (Computer Emergency Readiness Team, CERT) США (раніше – Федеральний центр реагування на комп'ютерні інциденти в Адміністрації загальних послуг, тепер – Агентство кібербезпеки та безпеки інфраструктури (Cybersecurity and Infrastructure Security Agency, CISA)); Офіс кібербезпеки та комунікацій (раніше – Національна система комунікацій у Міністерстві оборони); **Директорат національних програм і готовності** (раніше – Національна система комунікацій у Міністерстві оборони); **Офіс координації операцій** (раніше – Національний центр захисту інфраструктури у Міністерстві юстиції (ФБР)); **Офіс захисту інфраструктури** (раніше – Національний центр захисту інфраструктури у Міністерстві юстиції (ФБР), Програма енергетичної безпеки та забезпечення у Міністерстві енергетики); Берегова охорона (раніше – у Міністерстві транспорту); Секретна служба (раніше – у Міністерстві фінансів).

Зазначені інституції та традиції лідерства сприяють не лише здійсненню основних державних функцій, але й підтримці сприятливого середовища для життєдіяльності людей.

1. В.И. Вернадский. Известия АН СССР 7-я серия ОМЭН (1) (1935) 1.
2. Ю.И. Самойленко, В.Ф. Губарев, Ю.Г. Кривонос. *Управление быстропотекающими процессами в термоядерных установках* (К.: Наук. думка, 1988) 384 с.
3. V. Gorbachuk, M. Dunaievskiy, S.-B. Suleimanov. An interdisciplinary approach to the security of modern energy. In: *Modern Approaches to Ensuring Sustainable Development*. V. Smachylo, O. Nestorenko (Eds.) (Katowice, Poland: University of Technology, Katowice, 2023) p. 142.
4. С.Г. Бунин, А.П. Войтер, Ю.В. Корж. Проблемы управления и информатики 6 (1999) 82.
5. X. Yanget al. Annals of Nuclear Energy 168 (2022) 108873.

ЗБІГИ АЛЬФА-ЧАСТИНОК І КОНВЕРСІЙНИХ ЕЛЕКТРОНІВ У АЛЬФА-СПЕКТРАХ УРАНУ І ПЛУТОНІЮ

М. О. Григоренко, О. П. Жуков, М. М. Заяць, І. А. Малюк, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

При вимірюванні альфа-спектрів зразків з малою активністю плутонію для досягнення необхідної статистичної точності доводиться розміщати джерело досить близько до детектора. При цьому альфа-спектр спотворюється справжніми збігами альфа-частинок з конверсійними електронами і Оже-електронами, що випромінюються при заповненні вакансії в атомній оболонці. Аналогічна ситуація спостерігається і при вимірюванні довгоживучих ізотопів урану, коли доводиться вибирати між товщиною джерела, яка призводить до погіршення роздільної здатності і малою відстанню до детектора для збільшення ефективності реєстрації.

У роботі [1] ми запропонували спосіб врахування сумування альфа- і конверсійних електронів – через моделювання процесів ядерного розпаду та реєстрації альфа-частинок за допомогою Geant4 [2]. Це дало змогу отримати енергетичні модельні спектри, які враховують сумування енергій альфа-частинок і атомних електронів, що супроводжують процес внутрішньої конверсії.

У даній роботі ми вдосконалили модель і використали її для обробки альфа-спектрів плутонію та урану.

Для цілей ядерної експертизи важливим є вміст ^{240}Pu , що визначає класифікацію плутонію (при вмісті ^{240}Pu менше 7 % – збройовий, 7 - 18 % – паливний, більше 18 % – реакторний). На рис. 1 показано обробку мультиплету $^{239,240}\text{Pu}$ в спектрі реакторного плутонію. Для перевірки правильності отриманого результату ми провели вимірювання ізотопного складу цього джерела на мас-спектрометрі ICP-MS Element 2 (рис. 2).

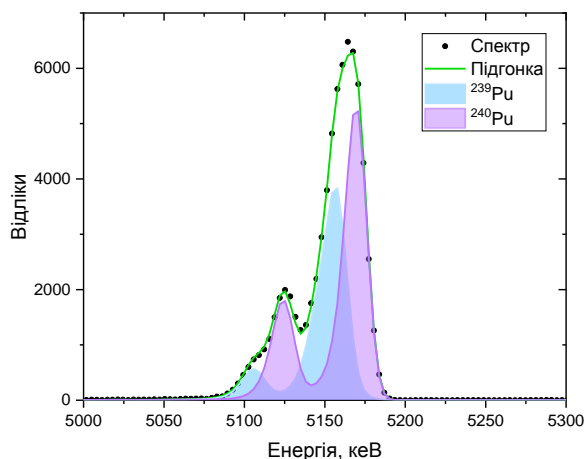


Рис. 1. Обробка мультиплету $^{239,240}\text{Pu}$.

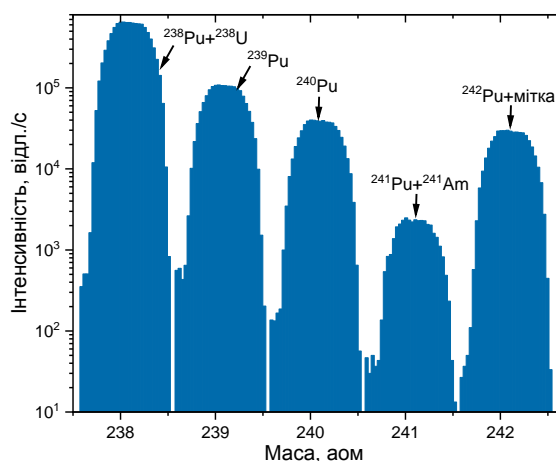


Рис. 2. Масовий спектр плутонію.

Отримані результати наведено в табл. 1. Невизначеності наведено для довірчого інтервалу 68 %.

Таблиця 1. Результати вимірювання відношення $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ на альфа-спектрометрі та ICP-MS

Відношення	Альфа-спектрометрія	Мас-спектрометрія
$\text{Pu}240/\text{Pu}239$	$0,368 \pm 0,006$	$0,371 \pm 0,002$

При вимірюванні ізотопного складу урану методом альфа-спектрометрії визначення вмісту ^{232}U у зразках з урановою матрицею ускладнюється тим, що його активність на чотири порядки нижча за активність ^{234}U . Тому для збільшення ефективності реєстрації ми проводили вимірювання відносно товстого джерела на відстані 5 мм від детектора. Обробка альфа-спектра ізотопів урану з використанням модельних спектрів і врахуванням ефекту збігів альфа-частинок та електронів показана на рис. 3.

Гамма-спектрометричні методи визначення вмісту ^{234}U , ^{235}U і ^{238}U засновані на вимірюванні активності цих ізотопів урану. Для обробки гамма-спектрометричних спектрів зразків урану з метою визначення їхнього ізотопного складу практично використовуються два програмних коди – MGAU та FRAM. Відносну кількість ^{234}U визначили шляхом обробки одного піка 120,9 кеВ. Визначення вмісту ^{232}U гамма-спектрометричним методом можна проводити через визначення радіоактивності дочірніх радіонуклідів, оскільки розпад їх супроводжується випромінюванням гамма-квантів.

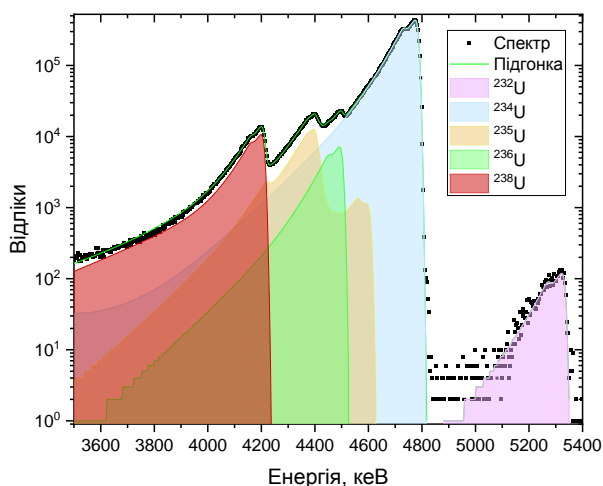


Рис. 3. Обробка альфа-спектра ізотопів урану.

Для вимірювання ізотопного співвідношення урану в досліджуваних зразках використовувався мас-спектрометр ThermoFisher Scientific ICP-MS ELEMENT 2. Визначення вмісту ^{232}U за допомогою мас-спектрометрії практично неможливе, оскільки більшість мас-спектрометрів не можуть відрізнити ^{232}U з масою 232,037 від ^{232}Th з масою 232,038. Вміст ^{232}Th навіть у зразках з урановою матрицею може істотно перевищувати вміст ^{232}U . Порівняння результатів вимірювання ізотопного складу наведено в табл. 2.

Таблиця 2. Ізотопний склад низькозбагаченого урану за альфа-, мас- та гамма-спектрометрією

Ізотоп	Альфа-спектрометрія	ICP-MS	Гамма-спектрометрія
^{232}U , ат,%	$1,37 \cdot 10^{-8} \pm 5 \cdot 10^{-10}$		$1,40 \cdot 10^{-8} \pm 2,5 \cdot 10^{-10}$
^{234}U , ат,%	$0,174 \pm 0,004$	$0,1841 \pm 0,0002$	$0,190 \pm 0,002$
^{235}U , ат,%	$19,5 \pm 0,4$	$19,850 \pm 0,013$	$20,13 \pm 0,08$
^{236}U , ат,%	$0,318 \pm 0,007$	$0,3258 \pm 0,0003$	
^{238}U , ат,%	$80,1 \pm 0,9$	$79,640 \pm 0,013$	$79,68 \pm 0,09$

1. О.П. Жуков, та ін. Ефект сумування енергій альфа-частинок і конверсійних електронів у альфа-спектрах. У кн.: XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Київ, 26 - 30 вересня 2022 року. Анотації до доповідей (Київ, 2022) с. 193.
2. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A 506(3) (2003) 250.

ПОТУЖНІСТЬ ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ ЗОВНІШНЬОГО ОПРОМІНЕННЯ ПРЕДСТАВНИКІВ ІХТІОФАУНИ ОЗЕР У ЧОРНОБИЛЬСЬКІЙ ЗОНІ ВІДЧУЖЕННЯ

**О. Є. Каглян, Д. І. Гудков, В. В. Беляєв, Л. П. Юрчук,
Н. А. Поморцева, О. О. Гупало, М. О. Меньковська**

Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

Радіонукліди, що накопичуються в організмі риб, обумовлюють внутрішню дозу опромінення, яка разом із зовнішньою (переважно від води та донних відкладів) формує загальну потужність поглиненої дози опромінення риб. Величина зовнішнього опромінення риб залежить, в цілому, від ступеню радіонуклідного забруднення різних ділянок водойми (екологічних зон), в яких перебуває той чи інший вид протягом року. Метою власних досліджень була оцінка потужності зовнішньої поглиненої дози для риб різних екологічних груп у водоймах Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ). Були досліджені карась сріблястий, лин, плітка звичайна, краснопірка звичайна, окунь та щука з озер Азбучин, Вершина, Глибоке та Плютовище. Рівні радіонуклідного забруднення представників іхтіофауни досліджених озер між собою досить суттєво відрізняються [1, 2]. Потужність зовнішньої дози опромінення визначали за допомогою програмного забезпечення [3]. На рис. 1 наведено середню потужність поглиненої дози зовнішнього опромінення риб досліджуваних озер.

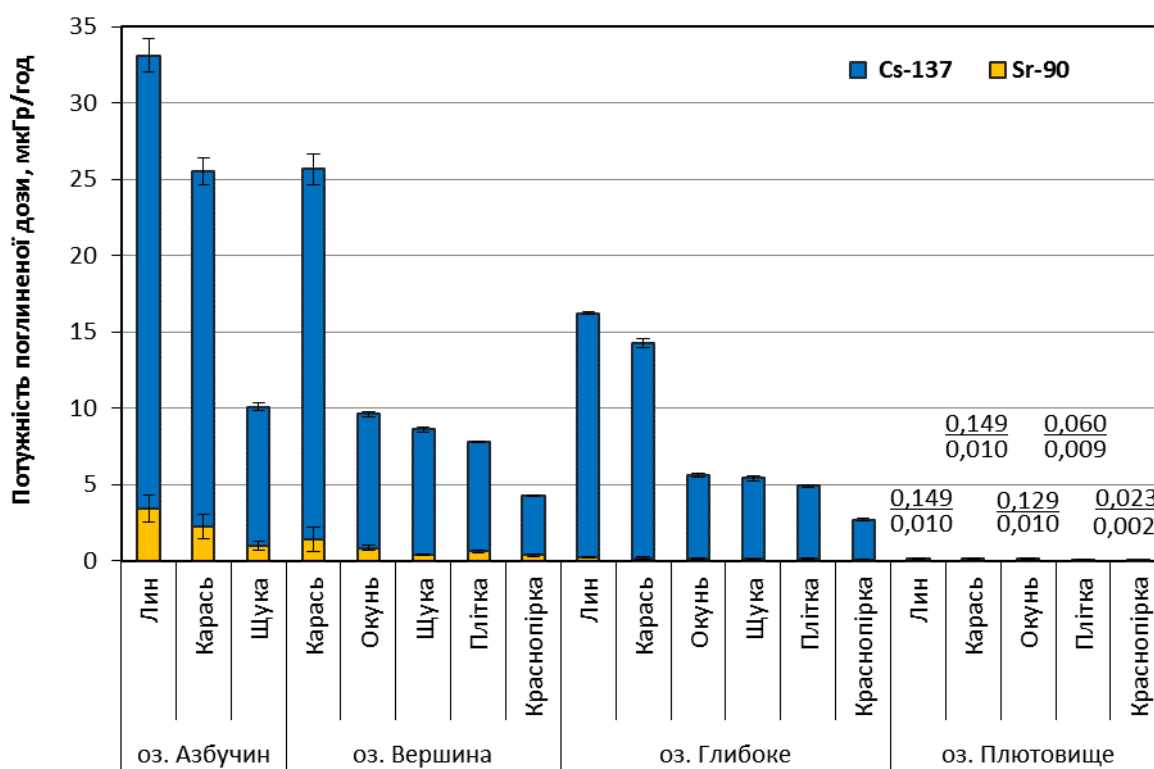


Рис. 1. Середньорічна потужність поглиненої дози зовнішнього опромінення риб ЧЗВ (для риб оз. Плютовище вказані цифрові значення доз зовнішнього опромінення).

Станом на 2021 р. усереднені величини потужності поглиненої дози зовнішнього опромінення риб озер Азбучин, Вершина, Глибоке та Плютовище знаходилися в межах: 10,99 - 32,59; 4,25 - 25,64; 2,69 - 16,13 та 0,02 - 0,16 мкГр/год відповідно. Найвищу зовнішню дозу опромінення отримують такі придонні види риб, як лин і карась, що занурюються майже на весь зимовий період у донні відклади, а найменшу – краснопірка та поверхневі види риб (верховка, верховодка). Як видно з рис. 1, частка дозового навантаження, яка обумовлена опроміненням ⁹⁰Sr, становить усього від 1,3 до 10,3 % зовнішньої дози опромінення риб досліджуваних водойм. Отже, ¹³⁷Cs є радіонуклідом, який формує переважну частину поглиненої дози зовнішнього опромінення риб в озерах ЧЗВ.

На рис. 2 відображено частку зовнішнього та внутрішнього дозового навантаження на риб у загальній дозі опромінення представників різних видів риб.

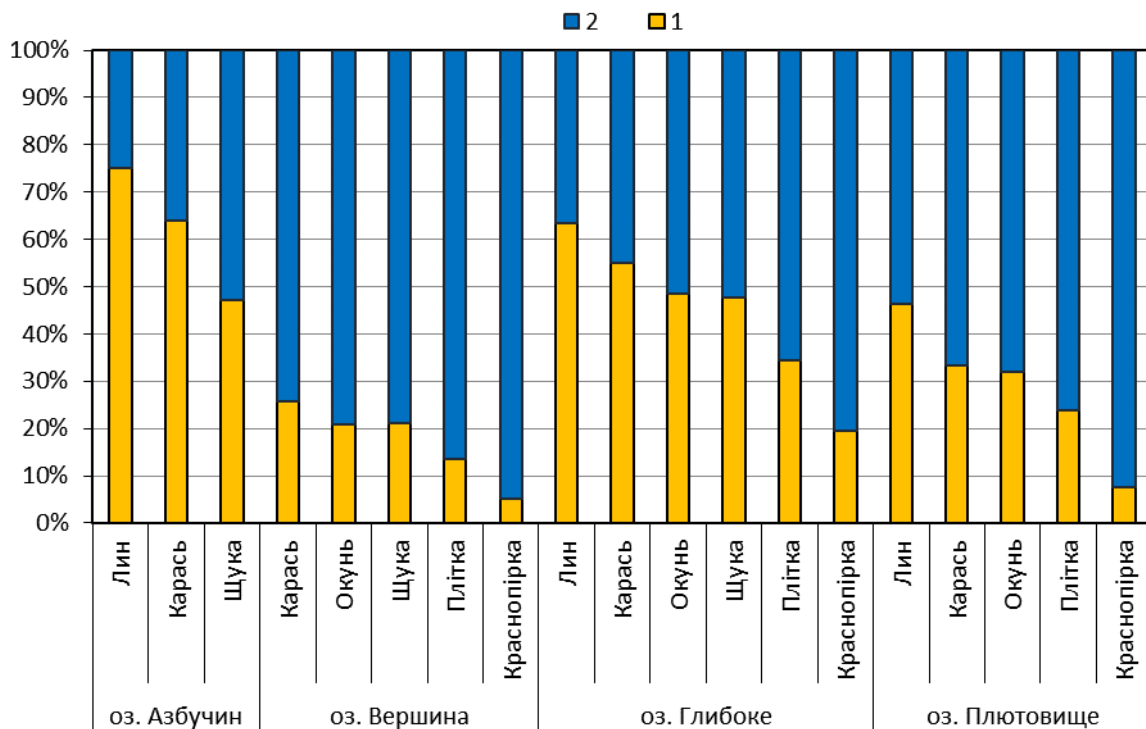


Рис. 2. Співвідношення зовнішнього (1) та внутрішнього (2) радіаційного опромінення риб ЧЗВ.

Максимальна частка, яка припадає на зовнішнє опромінення риб у загальному дозовому навантаженні, відмічена для лина та карася з оз. Азбучин (64 - 75 %), оз. Глибоке (54 - 62 %) та оз. Плітковище (32 - 47 %). У зв'язку з аномально високою питомою активністю ^{90}Sr у рибі оз. Вершина та пов'язаною з цим максимальною внутрішньою дозою опромінення від інкорпорованого ^{90}Sr частка зовнішнього опромінення в загальному навантаженні є мінімальною (5 - 26 %) для всіх риб в озері. Таким чином, тільки у 4 випадках з 19 досліджених видових вибірок риб з різних озер частка зовнішнього дозового навантаження перевищувала потужність поглиненої дози внутрішнього опромінення. Зареєстровані сучасні рівні потужності поглиненої зовнішньої дози для багатьох досліджених риб озер перевищують скринінгову дозу у 2 мкГр/год і для 6 видів перевищують безпечний рівень у 10 мкГр/год, рекомендований у рамках проекту Європейської комісії «PROTECT» [4].

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект № 2020.02/0264), Національної академії наук України, а також у співробітництві з Державним спеціалізованим підприємством «Екоцентр» Державного агентства України з управління зоною відчуження та Чорнобильським радіаційно-екологічним біосферним заповідником.

1. О.Є. Кагрян та ін. Динаміка питомої активності ^{90}Sr та ^{137}Cs в представниках іхтіофауни водойм Чорнобильської зони відчуження. Ядерна фізика та атомна енергетика 22 (2021) 62.
2. A.E. Kaglyan et al. Levels of radionuclide contamination of fish of Vershyna Lake in the Chernobyl Exclusion Zone. In: 22nd SGEM International Multidisciplinary Scientific GeoConference Proceedings 2022, Energy and Clean Technologies, Vol 22, Issue 4.2. Vienna, Austria, 6 - 8 December 2022 (Vienna, 2022) p. 473.
3. ERICA Assessment Tool 1.0. The integrated approach seeks to combine exposure/dose/effect assessment with risk characterization and managerial considerations.
4. P. Andersson et al. Protection of the environment from ionising radiation in a regulatory context (PROTECT): proposed numerical benchmark values. Journal of Environmental Radioactivity 100 (2009) 1100.

THE ASSESSMENT OF UNORGANIZED RADIOACTIVE RELEASES THROUGH OPENINGS AND SPLITS ON UP LEVELS OF THE SHELTER OBJECT STRUCTURE WITHIN 1998 - 2022

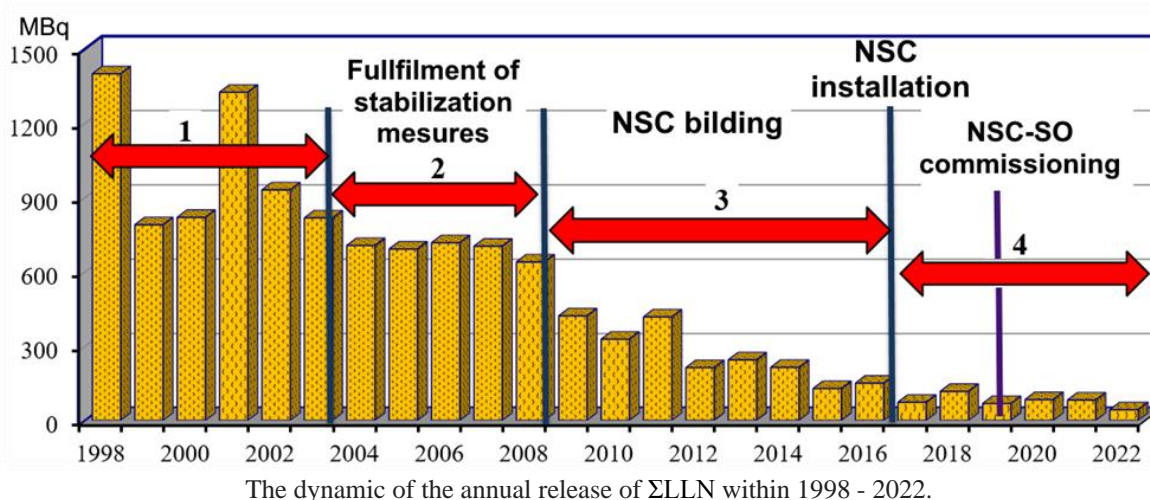
O. K. Kalynovskyi, V. O. Krasnov

Institute for Safety Problems of NPP, National Academy of Sciences of Ukraine, Chornobyl, Ukraine

The results of long-term monitoring (1998 - 2022) of unorganized releases of radioactive aerosols (RA) through the openings in the light roof of the Shelter Object (SO) are presented in the article. RA were sampled by accumulation plates located on the Shelter light roof over the technological hatches which are located over the main clusters of highly active materials.

The composition of long-lived nuclides (LLN) in radioactive releases from the beginning of the 2000s up to the present time is almost constant and contains: $\Sigma\alpha$ -LLN ($^{238,239,240}\text{Pu}$, ^{241}Am) and $\Sigma\beta$ -LLN (^{137}Cs , $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, ^{241}Pu). The ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{154}Eu determination in RA samples was carried out by γ -spectrometry complex consisting of HPGe detector with beryllium window and Genie 2000 (CANBERRA) programs. To estimate $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ and plutonium isotope activity in aerosols, the correlation ratios with ^{241}Am activities in samples and their ratios with ^{241}Am activities in spent fuel of power Unit 4 were used [1 - 3].

The dynamic of the annual release of ΣLLN from SO within 1998 - 2022 is presented in Figure. The assessment of openings and splits total square was equal to 120 m² at calculating an annual release volume.



Frameworks of time analysis of release dynamics could distinguish four periods at the stage of SO conversion into an ecologically safe system.

The first period lasted from 1998 to 2003. In that time, the last power Unit 3 of the Chornobyl plant was operating yet, the dust suppression system was working only over the Central Hall of ruined Unit 4. At that period, the average release of ΣLLN was 1020 MBq/year. The second period (690 MBq/year) and the third period (270 MBq/year) include the realization of stabilization measures, the creation of a modernized dust suppression system, and the building of New Safe Confinement (NSC). The fourth period came in 2017 it was the stage that carried out the works of sealing the construction arch and commissioning NSC. The average release of RA was 80 MBq/year. It is in ten-fold reduction as compared with unorganized releases from the Shelter in the first stage.

The analysis has shown that the release volumes are determined, mainly, by meteorological factors in a cold period (from October to March), and in a warm period (from April to September) depending on the technological activity in the Shelter premises. That is why, the ratio of release volumes in cold to warm periods allows us to estimate the natural and man-made factors that influence the unorganized release volumes of RA. The ratio of releases in 2007 was about 5 and then gradually decreased to 1 in 2015, and after the arch installation, the ratios are in the range from 0,5 to 2.

The percentage share RA from the radioactive release in the RA fallout density on the light roof of SO was in 2001 - 9 %, 2007 - 22 %, 2013 - 18 %, 2017 - 30 %, had reached 85 % in 2018, and the rest part was dispersing in the environment around the SO. After the NSC-SO complex was commissioned (in 2019), the shares were close to 100 %. Consequently, significant uncontrolled releases of RA outside the NSC are absent.

The analysis of the correlation dependence between the release density and fallout of radionuclides showed that the correlation coefficient in 2019 was equal to 0.65, in 2020 - 0.81, in 2022 - 0.97, but in 2021, the correlation coefficient was negative and equal to 0.25. This probably indicates that powerful sources of radioactive dust generation had appeared in the under-arc space, in addition to the “unorganized” emission of RA through openings and holes in the roof, as a result of technological activity.

1. A.A. Borovoi et al. Definition of fuel nuclear-physical properties of ChNPP Unit 4 (Moskva, Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences, 1991) 20 p.
2. N.A. Loshchilov et al. Fractionation of radionuclides in Chernobyl fuel hot particles. Radiochemistry 34(5) (1992) 125.
3. A.K. Kalynovsky, O.O. Odintsov, L.B. Chikur. Fractionation of radionuclides in aerosols local area object “Ukryttya” by results radiochemical separation. Problems of Nuclear Power Plants and of Chornobyl 26 (2015) 90.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВОЛЬФРАМОВИХ БАР'ЄРІВ ДО ГЕТЕРОГЕННИХ РЕАКЦІЙ ІЗОТОПНОГО ОБМІНУ ТРИТІО

О. В. Коваленко¹, О. О. Кряжич²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України, Київ, Україна

Ефективне зменшення проникнення газоподібного ізотопу водню – тритію в металеву стінку через введення бар'єра має важливе значення у сфері ядерної енергетики та в майбутніх реакторах ядерного синтезу. Водневі бар'єри мають вирішальне значення для забезпечення безпечних енергетичних рішень у сфері інфраструктури чистої енергетики та для безпеки ядерних реакторів, таких, як термо-ядерні реактори, розвиток майбутніх ядерних реакторів IV покоління, а також для розміщення відпрацьованого палива [1].

Воднева інфраструктура включає виробництво, зберігання та доставлення тритію. Для зберігання тритію в матеріалах з високою гравіметричною та об'ємною щільністю енергії за останні 20 років було широко досліджено безліч різних класів матеріалів. Проте, якщо діяльність пов'язана з використанням контейнерів для зберігання газоподібного тритію, потрібні матеріали, які не сорбують тритій. Щоб зменшити поглинання тритію та проникнення в матеріали контейнера, бар'єр можна нанести як покриття на металеві стінки об'єму.

Безумовно, найважливіші досягнення та відповідні дослідження походять від спільноти ядерного синтезу, де збереження тритію є важливою проблемою, що впливає на проблеми безпеки. Стійкі бар'єри проникнення шукають серед матеріалів з найнижчою об'ємною розчинністю водню та дифузії. Крім кількох конкретних чистих металів, таких як берилій і вольфрам, в основному досліджувалися щільні оксиди, нітриди та карбіди.

Класичний метод визначення проникнення газу через мембрани матеріалів для покриття все ще є найнадійнішим варіантом для визначення фактичної ефективності бар'єра проникнення ізотопів водню Hydrogen Permeation Barrier (HPB). Міжнародна організація зі стандартизації описує ISO 15105, який визначає два методи визначення швидкості передачі газу [2]. Один метод використовує датчик тиску, інший – газовий хроматограф, для вимірювання кількості газу, що проникає через тестовий зразок.

Для сфери діяльності, пов'язаної із застосуванням заходів, направлених на зниження рівноважної концентрації оксидів тритію, у повітрі виробничого приміщення було запропоновано на деконтаміновані поверхні наносити бар'єрні покриття до гетерогенних реакцій ізотопного обміну тритію з метою зменшення радіаційного впливу на персонал та довкілля.

Огляд даних проникності твердих металів показує, що існує кілька чистих металів з дуже низькою проникністю – це вольфрам, золото, срібло, платина тощо. [3].

Стабільні бар'єри проникнення ізотопів водню шукають серед матеріалів з найнижчою об'ємною розчинністю і дифузії. Такими є кілька специфічних чистих металів, таких як берилій та вольфрам [4]. Опубліковані методи нанесення цих металів на металеві поверхні не давали змоги отримати бар'єрні покриття з необхідною щільністю й адгезією, очевидно, вони мають таке ж значення, як і сам вибір матеріалу. Оцінка досягнутих показників бар'єра є також ще одним складним завданням.

Був запропонований метод нанесення бар'єрного покриття випаровуванням вольфраму із вакуумно-дугового розряду в парах металу, для осадження тонких плівок на металеві деталі складної форми [5]. Унікальні можливості цього методу обумовлені особливостями вакуумної дуги, використовуваної в ньому як основного технологічного інструменту.

Іонний потік, який можна витягти з розрядної плазми, становить (залежно від матеріалу) 4 - 30 % від струму розряду. При зіткненні потоку з підкладкою на її поверхні конденсується шар анодного матеріалу. Товщина покриття пропорційна щільності іонного потоку на підкладку і часу впливу. Потік плазми приймається металевим колектором, потенціал якого можна змінювати за допомогою джерела потенціалу зміщення.

Проникність часто описують в одновірному наближенні, оскільки в ньому найпростіше аналізувати основні закономірності, які якісно залишаються справедливими й для складнішої геометрії. У найпростішому випадку, якщо немає зовнішніх полів, градієнта температури, неоднорідності матеріалу, дефектів та інших факторів, що ускладнюють розгляд, то проникність залежатиме від розчинності, дифузії та ефектів на поверхні (абсорбції та десорбції). У стаціонарному випадку, коли проникність поля деякого перехідного в часі режиму досягла максимального рівня, в мембрані встановлюється

постійний по глибині градієнт концентрації, який разом з коефіцієнтом дифузії власне і визначає величину потоку, що проходить.

Зручним способом вимірювання коефіцієнта дифузії є вимірювання кількості частинок, що пройшли через мембрану від часу.

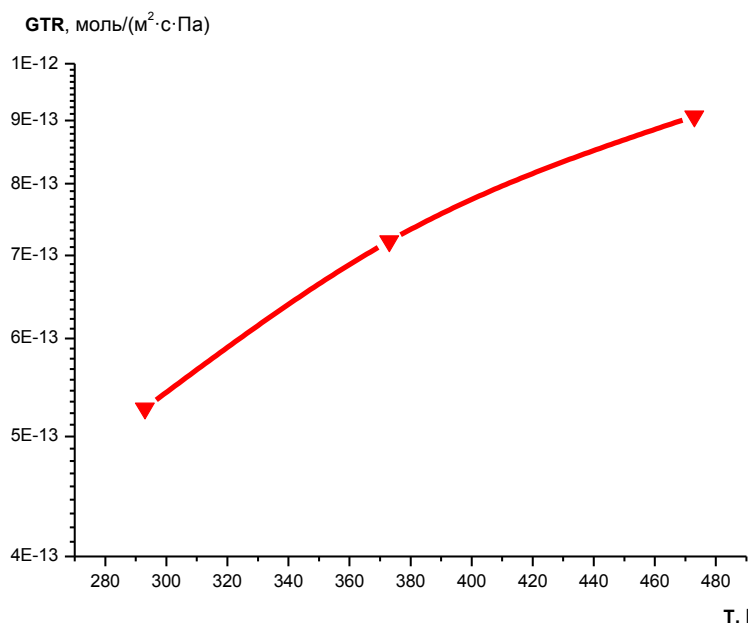
Очевидно, що для такої схеми вимірювання, кількість речовини, що пройшла через мембрану, тотожна активності тритію $A_{\text{вих}}$ у вихідному об'ємі камери-фланця. Тоді, швидкість проникнення тритію (коефіцієнт газопроникнення) через мембрану можна розрахувати за формулою

$$GTR = A_{\text{вих}} \cdot K \cdot V_k \cdot P_c / (R \cdot S \cdot P_h \cdot t \cdot T),$$

$$\text{газопроникність } P = GTR \cdot d,$$

де $A_{\text{вих}}$ – питома активність тритію на виході мембрани; K – коефіцієнт перерахунку; S – площа мембрани; t – час експозиції; T – температура мембрани; GTR – швидкість проникнення тритію; P – газопроникність; P_h – тиск у камері високого тиску; P_c – тиск у камері низького тиску; V_k – об'єм камери низького тиску; d – середня товщина мембрани; R – газова стала.

Експериментально отримані мембрани вакуумно-дуговим методом мали проникність тритію $GTR = 5,27 \cdot 10^{-13}$ моль / (м² · с · Па) (рисунок), що більше порівняно з опублікованою $4,3 \cdot 10^{-15}$ [3].



Динаміка зміни проникності тритію через вольфрамову мембрану з підвищенням температури.

Експериментально отримані бар'єрні покриття вольфрамом із вакуумно-дугового розряду мають високі показники якості, однак, для досягнення на рівні опублікованих [3], обраний метод потребує удосконалення.

1. G. Locatelli, M. Mancini, N. Todeschini. Generation IV nuclear reactors: Current status and future prospects. Energy Policy 61 (2013) 1503.
2. International Organization for Standardization (ISO). ISO 15105-1:2007(E); Plastics-Film and Sheeting Determination of Gas-transmission Rate-Part 1: Differential-Pressure Methods. BSI British Standards: London, UK, (2007) 5.
3. J.L. Brimhall, E.P. Simonen, R.H. Jones. Data Base on Permeation, Diffusion, and Concentration of Hydrogen Isotopes in Fusion Reactor Materials. Fusion Reactor Materials Semiannual Progress Report, DOE/ER-0313/16, (1994) 534.
4. Y. Xu, Y. Hirooka. Effects of double-layer tungsten coatings on hydrogen isotopes plasma-driven and gas-driven permeation through F82H. Nuclear Fusion 58(7) (2018) 076005.
5. В.А. Саенко, Н.Ф. Коломиец. Разряд в парах материала анода. Физика и химия обработки материалов 6 (1984) 39.

РАДІАЦІЙНИЙ СТАН ЯК КОМПОНЕНТ ЕКОЛОГІЧНОЇ ОБСТАНОВКИ ЧОРНОБИЛЬСЬКОГО РАДІАЦІЙНО-ЕКОЛОГІЧНОГО БІОСФЕРНОГО ЗАПОВІДНИКА

К. Д. Корепанова

Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Іванків, Київська область, Україна

Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник (далі - Заповідник) створено у 2016 р. в межах зони відчуження і зони безумовного (обов'язкового) відселення. Згідно з вимогами Положення про Літопис природи на території Заповідника проводиться спостереження за основними метеорологічними та гідрологічними показниками, ґрунтами та рельєфом (у регіонах, де відбуваються активні геоморфологічні процеси). Особливістю Заповідника є наявність плямистого радіоактивного забруднення. Незважаючи на те що ділянки з найбільшою щільності поверхневого забруднення знаходяться за межами Заповідника у зоні промислового використання (Рудий ліс, водойма-охолоджувач ЧАЕС тощо), тут присутні всі сліди радіоактивних випадінь.

З 2018 р. і до сьогодні основний масив даних про радіаційний стан надає радіаційно-екологічний моніторинг навколишнього природного середовища зони відчуження, який здійснює ДСП «Екоцентр». Крім того, описуються дослідження, що виконуються для оновлення та уточнення інформації щодо ландшафтів і ґрунтових умов Заповідника. На території Заповідника розташовані такі елементи мережі спостереження радіаційно-екологічного моніторингу: пункти АСКРС – 16 од.; пункти моніторингу поверхневих вод – 7 од.; пункти моніторингу приземного шару атмосфери – 5 од. Це близько 20 % від числа всіх компонентів мережі спостереження, що вказує на пріоритетність територій та об'єктів промислової зони для оцінки та контролю радіаційної безпеки.

Найбільш оперативний показник радіаційного стану – це потужність еквівалентної дози (ПЕД). Значення ПЕД у 2022 р., за даними ДСП «Екоцентр», в цілому співставні з відповідними значеннями попереднього року. Максимальні значення ПЕД характерні для пунктів, розташованих на північному та західному «слідах» радіоактивних випадінь. Наприклад, на АСКРС «Буряківка» значення ПЕД змінювалися переважно у межах від 1,65 до 2,61 мкЗв/год, Усів – від 0,91 до 1,26 мкЗв/год. У пунктах південного та східного сектора території максимальні значення не перевищують 0,06 - 0,13 мкЗв/год.

Вміст ^{90}Sr у воді р. Прип'ять у вхідному створі (с. Усів) фіксувався лише у січні в межах від 0,02 до 0,03 кБк/м³, у створі м. Чорнобиль протягом 2022 р. – 0,02 - 0,1 кБк/м³.

Об'ємна активність ^{137}Cs (сумарно на зависі та в розчині) у воді р. Прип'ять становила переважно 0,01 - 0,02 кБк/м³ для вхідного створу, у створі м. Чорнобиль 0,01 - 0,06 кБк/м³.

У воді р. Уж біля с. Черевач значення об'ємної активності ^{90}Sr були в межах 0,04 - 0,15 кБк/м³; ^{137}Cs – 0,03 - 0,06 кБк/м³.

Вміст радіонуклідів у воді р. Сахан (с. Новошепеличі): ^{90}Sr – від 0,52 до 2 кБк/м³, ^{137}Cs – від 0,07 до 0,3 кБк/м³.

Об'ємна активність ^{90}Sr у воді р. Брагінка фіксувалася лише у січні 0,56 - 0,73 кБк/м³. Вміст ^{137}Cs – 0,36 - 0,47 кБк/м³.

Найбільш радіаційно забруднені водойми Заповідника – озера та відокремлені стариці лівобережної заплави р. Прип'ять. Так, вміст радіостронцію у воді оз. Глибоке протягом січня досягав 68 кБк/м³, цезію – 2 кБк/м³.

У 2022 р. започатковано збір інформації про радіаційний стан з використанням трекерів-дозиметрів bGeigie Nano в рамках співпраці із міжнародною волонтерською організацією Safecast. За половину 2022 р. виконано 33600 вимірювань потужності експозиційної дози (мкЗв/год). Результати вимірювань на територіях природоохоронних науково-дослідних відділень представлено в таблиці.

Результати вимірювання ПЕД, мкЗв/год

Природоохоронне науково-дослідне відділення	№	Середнє	Мінімальне	Максимальне	Стандартне відхилення	Коефіцієнт варіації, %
Купуватське	4785	0,11	0,04	0,21	0,03	23
Опачичське	18525	0,14	0,02	0,45	0,04	32
Розсохівське	1855	0,14	0,05	0,22	0,03	20
Корогодське	5605	0,13	0,06	0,26	0,03	23
Луб'янське	432	0,13	0,07	0,20	0,03	20
Бенівське	2398	0,25	0,11	0,45	0,03	14

Вимірювання проводилися на маршрутах під час виконання службових завдань співробітниками Заповідника, трекер встановлювали на службовий транспорт або наплічник співробітника. Результати вимірювань показують, що показники ПЕД у місцях роботи персоналу відносно однорідні за винятком Бенівського Природоохоронного науково-дослідного відділення, яке розташовано на північному сліду радіоактивних випадів. Екстремальних значень не виявлено.

СУЧАСНІ РАДІОЕКОЛОГІЧНІ ТА РАДІОБІОЛОГІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ СТАНУ ТРАНСФОРМОВАНИХ ЕКОСИСТЕМ БЛИЖНЬОЇ ЗОНИ АВАРІЇ НА ЧАЕС

**А. І. Липська¹, В. І. Ніколаєв¹, Н. К. Родіонова¹, Н. М. Рябченко¹,
О. О. Бурдо¹, О. Б. Ганжа¹, В. А. Шитюк¹, Д. О. Вишневський²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Іванків, Київська область, Україна

Забруднення довкілля внаслідок радіаційних аварій на об'єктах атомної промисловості, у тому числі катастроф на Чорнобильській АЕС та Фукусімі, призвело до техногенної трансформації багатьох екосистем. Це зумовило розвиток актуального напрямку в радіобіології – дослідження ефектів хронічної дії малих доз іонізуючої радіації на біоту, формування компенсаторно-приспосувальних реакцій, що забезпечують стійкість природних популяцій на забруднених радіонуклідами територіях.

Мета: комплексні радіоекологічні та радіобіологічні дослідження в умовах трансформованих екосистем е чорнобильській зоні відчуження (ЧЗВ).

Матеріали та методи: робота виконана на дрібних гризунах індикаторних видів з територій ЧЗВ; застосовували радіометричні, γ -, β -спектрометричні, гематологічні, цитогенетичні та статистичні методи.

Результати та висновки. Проведено радіоекологічну характеристику дослідних полігонів ближньої зони ЧЗВ. Виявлено неоднорідність просторового розподілу радіонуклідів, що призводить до формування експозиційної дози різної потужності. У пробах ґрунту реєстрували присутність радіонуклідів ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{241}Am , а також ^{155}Eu , ^{154}Eu , ^{60}Co та ^{94}Nb у невеликих кількостях. Показано, що основна активність радіонуклідів (80 - 90 %) знаходиться у верхніх шарах ґрунту на глибині 0 - 10 см, а на глибині 25 - 30 см зареєстровано менше 1 % від загальної радіоактивності. Реєстрували подібність вертикальної міграції по профілю ґрунту радіонуклідів ^{137}Cs , ^{90}Sr та ^{241}Am , що свідчить про переміщення радіонуклідів у складі паливних частинок. Наявність паливної компоненти підтверджено автографічними дослідженнями, а також знаходженням значної кількості радіонуклідів у необмінних та фіксованих формах (70 - 90 %). Отже, на сучасному етапі значна частина радіонуклідів у ґрунтах все ще перебуває в складі хімічно стійких паливних частинок і слабо вилугується контактними хімічними розчинами, тобто знаходиться у формах, недоступних як для інтенсивної міграції по профілю ґрунту, так і залучення до біологічного колообігу.

Визначено вміст радіонуклідів ^{137}Cs та ^{90}Sr , що є аналогами біогенних елементів, у представників індикаторних видів мишоподібних. Результати спектрометричних досліджень представників родів *Myodes* та *Sylvaemus* свідчать про низькі рівні інкорпорації радіонуклідів ^{90}Sr та ^{137}Cs в організмі тварин. У тварин реєстрували видові відмінності у коефіцієнтах переходу ^{137}Cs та ^{90}Sr у ланцюзі «ґрунт - тварина», що зумовлено як фізико-хімічними формами знаходження радіонуклідів у ґрунті, так і різницею у раціоні харчування.

Згідно з результатами досліджень стану системи крові, незважаючи на різні рівні інкорпорації радіонуклідів, статистичний аналіз не виявив достовірних видових відмінностей у гематологічних показниках тварин. У системі кістково-мозкового кровотворення тварин спостерігали подібність змін, що проявлялися в односпрямованості змін в еритроцитарній, гранулоцитарній, а також лімфоцитарній ланках. У хронічно опромінених тварин реєстрували дисбаланс у системі гемопоєзу, зміни параметрів кровотворних органів та периферичної крові, підвищений рівень клітин із мікроядрами в кістковому мозку порівняно з інтактним контролем. У кровотворних органах дослідних тварин реєстрували дуальні зміни як реакційного, так і пошкоджуючого характеру. У кістковому мозку відмічали збільшення вмісту клітин низького рівня диференціювання, а також прискорення процесів дозрівання клітин еритроїдного ряду, в селезінці – розширення плацдарму кровотворення.

Показано, що у діапазоні малих доз опромінення дозова залежність за гематологічними показниками не простежується; ймовірно, це зумовлено значною варіабельністю індивідуальних показників, різною природною резистентністю та радіочутливістю, рівнем компенсаторно-відновних можливостей системи крові в цілому.

Висновок. Встановлено, що на даний час спостережень у ґрунтах дослідних полігонів ближньої зони ЧЗВ радіонукліди все ще в значній кількості знаходяться, в основному, в необмінних та фіксованих формах. Однак, з часом тривалий вплив природно-кліматичних умов може призвести до зміни рН ґрунту, вилуговування радіонуклідів із паливних частинок та змін їхніх фізико-хімічних форм у ґрунтах, а також до підвищення мобільності радіонуклідів та залучення до біологічного колообігу. Це може призвести до збільшення інтенсивності переносу радіонуклідів ^{137}Cs та ^{90}Sr з ґрунту в рослини, а також до зростання рівнів їхнього накопичення в організмі тварин, зриву процесів формування коменсаторно-приспосувальних реакцій у ряді хронічно опромінених поколінь.

ЕКОЛОГІЧНІ І СОЦІАЛЬНІ ЗАГРОЗИ ДЛЯ НАСЕЛЕННЯ ЗОНИ СПОСТЕРЕЖЕННЯ АЕС

В. А. Прилипка¹, М. М. Морозова¹, Ю. Ю. Озерова¹, А. В. Гришан², О. О. Пелюх²

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України, Київ, Україна

² Виробниче підприємство «Південноукраїнська АЕС», Южноукраїнськ, Україна

На розвиток атомної енергетики суттєво впливають соціальні процеси в країні, громадська думка населення України взагалі і, зокрема, населення, яке мешкає поряд з атомними станціями країни.

Бойові дії у зоні відчуження ЧАЕС, окупація території і захоплення ЗАЕС збройними силами росії зосередили увагу населення на діяльності АЕС України, як і на успіхах ЗСУ, підвищили рівень психологічної напруженості всього населення України і особливо населення, яке мешкає в зоні спостереження (ЗС), через можливість радіаційної аварії. Вивчення наслідків аварії на ЧАЕС свідчить, що на період аварії та після неї особливо зростає роль суб'єктивних ризиків оцінки ситуації, які зазвичай дуже відрізняються від об'єктивних оцінок. Вчасне, адресне інформування населення щодо радіаційної ситуації, впровадження захисних заходів допомагає постраждалим адекватно адаптуватися і повернутися у простір реальної ситуації [1].

Мета: дослідити екологічні ризики в ЗС АЕС та їхній вплив на рівень соціально-психологічної напруженості і стан здоров'я населення як в умовах мирного часу, так і в умовах сьогодення.

Методи дослідження: екологічні (польові, лабораторні), соціологічні, психодіагностичні, статистичні, математичні. Дослідження проводилося в динаміці 2015 - 2023 рр. в ЗС АЕС. Відстежувалися основні сфери життєдіяльності: екологічна; сфера здоров'я; правова сфера (дієвість законодавства); інформаційно-культурна сфера (інформування).

Результати. У динаміці дослідження з'ясовано, що населення, яке мешкає в ЗС, визнає антропогенну екологічну ситуацію неблагополучною. Більше 50,0 % населення вважає, що діяльність АЕС суттєво впливає на довкілля і екосистему загалом. Чинниками, що викликають занепокоєння, є: повсякденні викиди в атмосферне повітря і скиди у водойми; збереження і вивезення радіоактивних відходів; можливість надзвичайних ситуацій (НС).

Разом з тим, аналіз даних екологічного моніторингу свідчить, що об'єм викидів забруднюючих речовин в атмосферне повітря від стаціонарних джерел Південноукраїнської АЕС (ПАЕС) протягом 2015 - 2022 рр. має тенденцію до зниження. На межі санітарно-захисної зони хімічні сполуки (речовини у вигляді твердих часток, сполуки азоту, сполуки сірки, оксид вуглецю, діоксид вуглецю, ароматичні вуглеводні, марганець, залізо, аміак) не перевищують величини максимально разових гранично допустимих концентрацій (ГДК) і ГДК середньодобових. Середньорічні дані екологічних показників р. Південний Буг (завислі речовини, рН, розчинений кисень, сульфати, хлориди, сухий залишок, біохімічне споживання кисню, амоній, амоній сольовий, аніони, нітрити, нітрати, нафтопродукти, залізо) у динаміці досліджуваних років не перевищують ГДК. Вода Олександрівського водосховища відповідає нормативним вимогам і всі контрольовані хімічні показники не перевищують фонові значення води р. Південний Буг.

За даними результатів спостережень радіаційного моніторингу, в динаміці, газо-аерозольні викиди ІРГ, ДЖН, ¹³¹I в атмосферу не перевищували встановлених допустимих рівнів і складали 0,01 % до ліміту викиду ІРГ, ДЖН і 0,001 % для йоду. Максимальні середні значення концентрації в атмосферному повітрі ЗС ¹³⁷Cs за досліджуваний період становили від 2,858 мкБк/м³ (проммайданчик ПАЕС) до 1,986 мкБк/м³ (с. Рябоконево 33,5 км), а максимальні середні значення концентрації в повітрі ⁹⁰Sr становили від 1,310 до 0,566 мкБк/м³ відповідно. Скиди ПАЕС до р. Південний Буг, за показниками радіонуклідів, що контролюються, не перевищували встановлених допустимих рівнів.

Вивчення громадської думки напередодні повномасштабного вторгнення росії (2020 - 2021 рр.) свідчить, що крім занепокоєності щодо екологічної ситуації, викликали стурбованість можливі НС: широкомасштабна війна, терористичні акти та аварія на АЕС. Міра стурбованості респондентів визначалася місцем проживання. Для населення м. Вознесенськ найбільшою загрозою була аварія на АЕС, на другому місці війна і терористичні акти, наостанку – природні НС. У сільського населення основними причинами занепокоєності були: війна, аварія на АЕС, терористичні акти, засуха, смерчі та урагани. Серед населення м. Южноукраїнськ – війна, терористичні акти, аварія на АЕС.

В умовах сьогодення найбільшими загрозами населенню є: війна в країні в цілому (93,9 %), загроза аварії на АЕС (80,3 %) і обстрілів (70,5 %). Групу загроз в діапазоні 60,0 - 70,0 % становлять: втрата житла, безробіття, епідемії, зміна тарифів. Занепокоєність серед жінок за усіма показниками набагато вища порівнюючи з чоловіками.

Дані тестування населення свідчать, що за такого рівня занепокоєності індекс життєстійкості респондентів високий (3,79 бала, за п'ятибальною шкалою вимірювання). Складові цього індексу, зокрема психологічна стійкість становить 4,03 бала, а підтримка фізичного здоров'я – 3,7 бала. Всі три індекси дещо вищі у жінок порівняно з чоловіками. У міського населення ЗС усі три індекси вищі порівняно з сільським населенням. Аналіз отриманих даних дає змогу припустити, що відносно високий показник психологічної стійкості обумовлюється в першу чергу гострою зацікавленістю респондентів до подій, що відбуваються навколо (4,55 бала), планами на майбутнє (4,18 бала), впевненістю у своїх рішеннях (4,0 бала) та відчуттям себе корисним (3,87 бала). За даними опитування 42,6 % респондентів вважають, що «впливають на хід свого життя», і такий же відсоток «наскільки так, настільки ні».

За самооцінками здоров'я, почувають себе здоровими 42,9 % населення ЗС, не зовсім здоровими – 50,3 % і хворими – 6,5 %. Загальний індекс здоров'я становить 0,86, де 1 означає повністю здоровий. У міського населення індекс вище порівняно з сільським. Залежно від статі, серед жінок більше здорових порівняно з чоловіками.

Серед чинників, що максимально впливають на стан здоров'я респонденти відмітили, в першу чергу, наслідки війни (60,0 %). На другому місці радіаційна ситуація (36,1 %), на третьому матеріальний добробут (32,8 %) і на четвертому невизначеність у завтрашньому дні (31,1 %). Жінки порівняно з чоловіками мають вищі показники.

Напередодні війни самооцінки здоров'я населення ЗС були близькі за значеннями. Загальний індекс здоров'я становив 0,87. У міського населення індекс здоров'я вище порівняно з сільським населенням (0,89 і 0,82).

Загальний середній показник стану психічного здоров'я за тестом GHQ 28 у населення ЗС АЕС становив $55,77 \pm 1,40$. Залежно від статі, він вищий у жінок ($57,37 \pm 1,89$) і нижчий у чоловіків ($52,71 \pm 1,76$). Для порівняння у 2021 р. загальний середній показник стану психічного здоров'я за тестом GHQ 28 у населення ЗС АЕС становив $49,69 \pm 0,60$. Залежно від статі, він був вищий у жінок ($51,29 \pm 0,78$) і нижчий у чоловіків ($47,77 \pm 0,91$).

Аналіз законодавчих та нормативних документів показав, що для соціального захисту населення за період війни, розроблені та впроваджені нові Закони України і ряд нормативних актів, що адаптовані до умов воєнного стану. Соціальний захист населення в ЗС АЕС у м. Южноукраїнськ повністю відповідає законодавчим та нормативним актам, що діють в Україні під час війни.

Порівняльний аналіз інформування населення різними джерелами до і під час бойових дій з питань соціального захисту дає можливість зробити висновок, що якість інформування в умовах сьогодення значно вища порівняно з мирним часом. Головними темами при роботі з населенням стали: воєнна ситуація в області та країні; радіаційний стан в місті та ЗС ПАЕС; соціальний захист усіх верств населення.

Ситуація в країні, бойові дії у зоні відчуження ЧАЕС, окупація ЗАЕС вплинули на відношення населення до атомної енергетики. Серед чинників впливу на першому місці це відсутність інструментів у міжнародних організацій (МАГАТЕ тощо) при виконанні своїх обов'язків щодо захисту АЕС під час військових дій. По друге – негативний досвід захисту АЕС та її співробітників під час військових дій. Лише 16,4 % вважають необхідним будівництво нових енергоблоків АЕС.

Висновок. Населення ЗС АЕС не зважаючи на складну ситуацію в країні із загрозою життю і здоров'ю, що обумовлено військовими діями та загрозою радіаційної аварії, має високі показники соціально-психологічного стану, зокрема показники життєстійкості та показники здоров'я. Отримані дані співвідносяться з даними соціологічних досліджень по Україні. За показниками екологічного та радіаційного моніторингу АЕС працює в звичайному режимі. Соціальний захист та фактор безпеки є провідними в діяльності органів місцевого самоврядування.

1. В.А. Прилипко та ін. Соціально-психологічний стан населення, яке мешкає на радіоактивно забруднених територіях. У кн.: *Тридцять років Чорнобильської катастрофи: радіологічні і медичні наслідки: Національна доповідь України*. За ред. Д. А. Базики (К., 2016) с. 152.

СТАН ЛОКАЛЬНИХ ЦЕНОПОПУЛЯЦІЙ *GLYCERIA MAXIMA* (HARTM.) HOLMB. У ВОДНИХ ОБ'ЄКТАХ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

М. С. Прокопук¹, Д. І. Гудков²

¹ ДУ «Інститут еволюційної екології НАН України, Київ, Україна

² Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

Хронічне радіаційне опромінення біоти у водоймах чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) викликає реакції, що свідчать про ураження живих організмів на різних рівнях організації біологічних систем. Одним з найважливіших якісних параметрів життєздатності рослин є насіннева продуктивність – плодovitість окремої особини чи навіть окремого пагона. Оцінюючи найрізноманітніші показники продуктивності (кількість зернівок на одну рослину, кількість насіння, загальну кількість квіток, що розпустилися, кількість плодів у суцвітті, насінних зачатків у зав'язі та насінин у плоді тощо), що характеризують зниження родючості популяції, можна проаналізувати вплив радіаційного опромінення. Такі дослідження є особливо актуальними для локальних популяцій рослин, що сформувалися у межах ЧЗВ і зазнали впливу іонізуючого випромінювання впродовж останніх 37 років.

Як модельний вид нами був обраний гелофіт, широко розповсюджений у водоймах ЧЗВ – лепешняк великий, *Glyceria maxima* (Hartm.) Holmb. Це багаторічна трав'яниста рослина родини злакових (Poaceae), що зростає на берегах водойм та болотистих місцевостях, віддаючи перевагу мулистим донним відкладам. У ЧЗВ досліджували локальні популяції виду в межах мілководних акваторій озер Глибоке, Азбучин, Янівського затону, а також оз. Плютовище, яке характеризується порівняно низькими рівнями радіонуклідного забруднення і було обрано в якості «умовного контролю» у ЧЗВ. Досліджені в межах ЧЗВ водойми відрізнялися за рівнями потужності поглиненої дози для лепешняку великого у крайніх величинах майже у 20 разів (табл. 1). Референтними водними об'єктами з низькими фоновими рівнями радіонуклідного забруднення були обрані заплавні водойми в пониззі р. Коник (права притока р. Дніпро) на території ландшафтного заказника (ЛЗ) місцевого значення «Жуків острів», що знаходиться в околицях м. Кисва. Визначення насінневої продуктивності відбувалося за загальноприйнятими методиками [1, 2]. Потенційну насінневу продуктивність визначали за кількістю насінних зачатків на рослині, фактичну – за кількістю дозрілого насіння. Коефіцієнт продуктивності (насіннефікації) визначали як співвідношення фактичної насінневої продуктивності до потенційної та виражали у відсотках (див. табл. 1). При аналізі фактичної насінневої продуктивності враховували відсоток насінин, що зав'язалися, проте не дозріли.

**Таблиця 1. Показники насінневої продуктивності *Glyceria maxima*
в умовах водойм з різним рівнем потужності поглиненої дози**

Водойма	Потужність поглиненої дози, мкГр/год	Насіннева продуктивність		Коефіцієнт насіннефікації, %
		потенційна	фактична	
Оз. Глибоке	11,75	177,77 ± 60,43	3,00 ± 3,81	1,68
Оз. Азбучин	9,58	296,93 ± 138,93	0,07 ± 0,26	0,02
Янівський затон	2,45	403,02 ± 135,61	0,36 ± 0,67	0,08
Оз. Плютовище	0,59	335,1 ± 162,8	17,73 ± 15,84	5,97
Водойма ЛЗ «Жуків острів»	0,086	497,31 ± 122,29	4,54 ± 3,3	0,91

Відмічена значна варіабельність показників насінневої продуктивності. Найбільша кількість квіток формувалася на волотях особин, що росли в межах контрольних водойм з фоновими рівнями радіонуклідного забруднення (ЛЗ «Жуків острів»); найменша – у водоймі, рослини якої зазнали найвищих рівнів опромінення – оз. Глибоке. В умовах підвищеного радіонуклідного забруднення потенційна продуктивність локальної популяції лепешняку великого становила лише 35 % від такої у незабрудненій водоймі. Проте на волотях могло не формуватися жодної насінини (максимально – до 17 насінин – оз. Плютовище): досліджені популяції характеризуються високою потенційною продуктивністю та низькою фактичною. Фактична продуктивність локальних ценопопуляцій була пов'язана з внутрішнім опроміненням за рахунок інкорпорованого ¹³⁷Cs: водойми із найбільшою поглиненою внутрішньою дозою, обумовленою ¹³⁷Cs – оз. Азбучин (1,10 мкГр/год) та Янівський затон (0,48 мкГр/год), характеризувалися найменшою фактичною продуктивністю. Найвищою фактичною продуктивністю характеризуються зразки, відібрані в оз. Плютовище. Загалом, наднизький відсоток насіннефікації свідчить про дуже низьку продуктивність *Glyceria maxima* у досліджених водоймах.

Морфологічний аналіз відібраних зразків (табл. 2) показав, що локальні популяції *Glyceria maxima* крім низької фактичної продукції, реагують на посилення радіаційного забруднення також зменшенням розміру суцвіття та насіння. Волоті, сформовані локальною популяцією в оз. Глибоке, значно відрізняються за довжиною, шириною, кількістю квіток, колосів у суцвітті та є набагато меншими. Зразки з контрольної водойми (ЛЗ «Жуків острів») вирізняються найбільшою кількістю квіток та колосів у суцвітті.

Таблиця 2. Біометричні дані дослідних зразків наприкінці вегетаційного сезону

Водойма	Довжина волоті, см	Ширина волоті, см	Кількість колосів у волоті, шт.	Довжина зернівки, мм	Ширина зернівки, мм	Вага 100 насінин, г
Оз. Глибоке	16,02 ± 2,69	2,94 ± 0,90	106,46 ± 31,80	1,69 ± ,14	0,88 ± 0,08	0,052
Оз. Азбучин	21,30 ± 2,72	3,79 ± 1,06	121,28 ± 49,04	–	–	–
Янівський затон	21,79 ± 3,14	4,75 ± 1,35	141,38 ± 47,96	1,55 ± 0,26	0,79 ± 0,17	-
Оз. Плютовище	22,68 ± 2,94	4,50 ± 1,57	125,4 ± 63,22	1,74 ± 0,14	0,90 ± 0,18	0,073
Водойма ЛЗ «Жуків острів»	20,59 ± 3,35	4,68 ± 1,07	174,22 ± 46,72	1,63 ± 0,14	0,80 ± 0,09	0,058

Зразки з оз. Плютовище виділяються більшою довжиною і шириною волоті і насіння, а також найбільшою кількістю насіння та їхньою вагою. Найменша кількість насінин була отримано в оз. Азбучин та Янівському затоні – по 1 - 4 насінини з 67 - 86 волотей. Насіння цих рослин також є найменшим за розмірами, хоча обидві водойми характеризувалися високою потенційною насінневою продуктивністю за кількістю колосків у волоті.

Отже, тривале радіаційне опромінення лепешняку великого у градієнті загальної потужності поглиненої дози 0,086 - 11,75 мкГр/год має певний вплив на генеративні структури ценопопуляцій рослин у водоймах ЧЗВ. У першу чергу це стосується рослин, що отримують найвищі дозові навантаження. У таких рослин спостерігається суттєве зменшення ширини і довжини квіткових суцвіть та кількості колосів у волоті. Також для них відмічені низькі значення потенційної та фактичної насінневої продуктивності. Достовірних змін морфометричних показників зернівок, а також коефіцієнта насіннефікації у рослин не зареєстровано. Загалом ценопопуляції *Glyceria maxima* у досліджених водоймах характеризуються низькими значеннями коефіцієнта насіннефікації та фактичної продуктивності.

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект № 2020.02/0264), Національної академії наук України, а також у співробітництві з Державним спеціалізованим підприємством «Екоцентр» Державного агентства України з управління зоною відчуження та Чорнобильським радіаційно-екологічним біосферним заповідником.

1. И.В. Вайнагий. Методика статистической обработки материала по семенной продуктивности растений на примере *Potentilla aurea* L. Растительные ресурсы 9(2) (1973) 287.
2. И.В. Вайнагий. О методике изучения семенной продуктивности растений. Ботанический журнал 59(6) (1974) 826.

ОЦІНКА ФІЗІОЛОГО-БІОХІМІЧНИХ ЗМІН У ПОСТРАДІАЦІЙНИХ ГЕНЕРАЦІЙ ШТАМІВ *CLADOSPORIUM CLADOSPORIODES* З ОЗНАКОЮ ПОЗИТИВНОГО РАДІОТРОПІЗМУ ТА ЗА ЇЇ ВІДСУТНОСТІ

**Т. І. Тугай^{1,2}, А. В. Тугай^{1,2}, В. О. Желтоножський³, Л. В. Садовніков³,
Н. М. Сергійчук¹, 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 України

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

Дослідження впливу хронічного іонізуючого опромінення на мікробіоту набуває пріоритетної ваги, оскільки вона, як відомо, є первинною ланкою багатьох трофічних ланцюгів, є постійною і активною компонентою біогеоценозу та відіграє значну роль у переміщуванні різного роду поживних речовин та деяких мікроелементів у ґрунті, включаючи радіонукліди. Для мікроміцетів характерна швидка зміна генерацій, що робить їх зручною моделлю для вивчення ефектів хронічного опромінення у низці генерацій, встановлення прямих та віддалених ефектів хронічного іонізуючого опромінення. Внаслідок Чорнобильської катастрофи у ґрунтах зони відчуження ЧАЕС досі дозоутворюючими залишаються такі радіонукліди як ¹³⁷Cs, ⁹⁰Sr, ²³⁸⁻²⁴⁰Pu та ²⁴¹Am, що перетворило її на один із найбільших у світі полігонів для дослідження наслідків дії хронічного опромінення на біоту.

Незважаючи на значний обсяг цих досліджень, ще не з'ясовано такі питання: які адаптаційні процеси сформувались у пострадіаційних генерацій мікроміцетів та можливі механізми реалізації їх завдяки особливостям функціонування ферментативного складника їхньої антиоксидантної системи.

Таким чином, актуальність досліджень віддалених наслідків дії опромінення у наступних генераціях, а саме реакції перекисного окислення ліпідів обумовлена важливою патогенетичною роллю вільнорадикального окислення як потужного фактора мембранодеструкції, а значить – більшості патологічних процесів. Крім того, вивчення механізмів функціонування системи антиоксидантного захисту надає можливості регулювати перекисне окислення шляхом адекватної антиоксидантної терапії.

Метою даної роботи була оцінка впливу низьких доз опромінення, які імітували радіаційний фон у зоні відчуження, на фізіолого-біохімічні зміни у пострадіаційних генерацій *Cladosporium cladosporioides* з радіоадаптивними властивостями та без таких властивостей.

Встановлено, що концентрація джерела вуглецю впливає на антиоксидантну систему всіх генерацій обох штамів. Зокрема, за умов обмеженого вмісту джерела вуглецю контрольний штам проявляє збільшення каталазної активності до 2,5 разів, тоді як за оптимальної концентрації ферментативна система антиоксидантного захисту (АОЗ) працювала на тому ж рівні, що і в умовах «без опромінення». Штам з радіоадаптивними властивостями реагував протилежно – за умов лімітування росту активність ферментів АОЗ збільшувалася, але тільки у двох генераціях із шести, а на максимальні стрибки продуктів перекисного окиснення ліпідів (ПОЛ) в останніх двох генераціях ферментативна відповідь взагалі відсутня, тоді як за оптимальних умов у п'яти генераціях із шести прослідковується активація ферментів у відповідь на інтенсифікацію процесів ПОЛ.

Встановлено, що у низці пострадіаційних генерацій штаму *C. cladosporioides* з радіоадаптивними властивостями певним чином відбувається наслідування взаємопов'язаного характеру змін прооксидантної та антиоксидантної систем, що направлені на підтримання окисно-відновного гомеостазу. На противагу цьому, у пострадіаційних генерацій контрольного штаму спостерігається збільшення ПОЛ, переважно триєнових кон'югат та малонового діальдегіду та зменшення активності супероксиддисмутази та каталази, тобто підвищення активності прооксидантних процесів не супроводжується збільшенням активності антиоксидантних процесів.

Отримані дані свідчать, що одним з механізмів, що забезпечує адаптацію до умов хронічного опромінення як у батьківського штаму *C. cladosporioides* з радіоадаптивними властивостями, так і у пострадіаційних генерацій цього штаму є певний алгоритм швидкого підтримання окисно-відновного балансу, можливо, це прояв епігенетичного механізму адаптації.

АНАТОМО-МОРФОЛОГІЧНІ ЗМІНИ РЕПРОДУКТИВНИХ ОРГАНІВ ОЧЕРЕТУ ЗВИЧАЙНОГО У ВОДОЙМАХ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

Н. Л. Шевцова¹, А. А. Явнюк², В. В. Беляєв¹, С. П. Пришляк¹, Д. І. Гудков¹

¹ Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

² Національний авіаційний університет, Київ, Україна

Дослідження біологічного впливу довготривалого іонізуючого опромінення на біоту територій, що зазнали забруднення штучними радіонуклідами, має як теоретичне, так і прикладне значення у вирішенні проблеми екологічної небезпеки, пов'язаної зі зміною радіоактивного стану навколишнього середовища внаслідок діяльності людини. Територія зони відчуження аварії на ЧАЕС (ЧЗВ) дає унікальну можливість дослідити стан флори і фауни в умовах техногенної радіоактивної аномалії. На території ЧЗВ у рослин спостерігаються численні анатомо-морфологічні відхилення, такі як зміни форми та розміру суцвіття, зменшення кількості квітів у суцвітті, зміни їхньої форми та забарвлення, порядку розташувань квітів і суцвіть, втрати рослиною тропізму, спотворення суцвіть, зменшення бутонів, недорозвиненість, зменшення кількості насіння та погіршення його якісних характеристик [1], зниження паразитостійкості [2] тощо.

Метою нашої роботи було дослідження репродуктивних органів очерету звичайного *Phragmites australis* (Cav.) Trin. ex. Steud. для виявлення можливих анатомо-морфологічних змін залежно від потужності отриманої рослинами внутрішньої дози у водоймах ЧЗВ з різним рівнем радіоактивного забруднення.

Дослідження проводили у жовтні - листопаді 2021 р. на заплавах замкнених водоймах лівобережної (озера Глибоке, Вершина, Далеке) та правобережної (озера Азбучин, Плютовище, чотири залишкові водойми, що утворилися після припинення постачання води до водойми-охолоджувача (ВО) ЧАЕС) частин заплави р. Прип'ять у межах ЧЗВ та безпосередньо у р. Прип'ять (біля м. Чорнобиль) з різною потужністю внутрішньої дози опромінення рослин (табл. 1).

Потужність зовнішньої дози гамма-опромінення вимірювали за допомогою дозиметрів ДКС-01 і СРП-68-03 (модель для вимірювання дози випромінювання в рідкому середовищі). Оцінка потужності поглиненої дози від інкорпорованих радіонуклідів ⁹⁰Sr та ¹³⁷Cs у рослинах проведена згідно з оригінальною методикою [3].

Таблиця 1. Потужність поглиненої внутрішньої дози для очерету звичайного у 2020 - 2021 рр.

Водойма	Потужність внутрішньої поглиненої дози на рослину, min-max, Гр/доб
оз. Вершина	9,70E-05 - 4,10E-05
оз. Глибоке	1,78E-05 - 4,30E-05
оз. Азбучин	4,33E-05 - 8,09E-05
оз. Далеке	5,38E-06 - 6,17E-06
Північно-західна частина ВО ЧАЕС	2,57E-06 - 8,79E-06
Північно-східна частина ВО ЧАЕС	2,05E-06 - 3,72E-06
Південно-західна частина ВО ЧАЕС	1,38E-06 - 2,15E-04
Південно-східна частина ВО ЧАЕС	1,09E-06 - 4,33E-06
оз. Плютовище	4,70E-07 - 1,33E-06
р. Прип'ять	4,76E-07 - 2,21E-06

Аналіз отриманих даних показав, що на відміну від довжини, яка була значно меншою, ніж середньо-статистичні показники для цього виду [4], ширина волоті та кількість квітів у суцвітті (табл. 2) варіювали залежно від потужності поглиненої дози з коефіцієнтом кореляції $r = -0,51$ $p \leq 0,10$ та $-0,54$ $p \leq 0,10$ відповідно. Відомо, що у сприятливих умовах довжина та ширина волоті очерету варіює в межах 20 - 50 і 10 - 25 см відповідно, а кількість квіток у суцвітті становить 3 - 7 [4]. Середні анатомо-морфометричні характеристики волоті очерету, відібраних з водойм ЧЗВ, є набагато меншими (див. табл. 2). Здебільшого кількість квітів у суцвітті становить більше 2, ніж 3. Серед досліджених були такі рослини (озера Вершина, Глибоке, Далеке, Азбучин), суцвіття яких сформували менше ніж 10 зернівок, а коефіцієнт насіннефікації становив 0. Ці рослини були майже пустоцвіті, а на волотях знаходили велику кількість комах-паразитів – трипсів пшеничних *Haplothrips tritici* Kurd., які вперше були нами знайдені на рослинах водойм ЧЗВ у 2020 р. На всіх інших водоймах у рослин

було зареєстроване ураження паразитарним грибом *Claviceps purpurea*, що також вперше для очерету було зареєстровано у 2008 р. [2]. Загалом фактична продуктивність очерету звичайного у 2021 р. була надзвичайно малою і, порівняно з попередніми роками [2], меншою на порядок.

Таблиця 2. Анатомо-морфологічні показники волоті очерету звичайного водойм ЧЗВ станом на жовтень - листопад 2021 р.

Водойма	Довжина волоті, см	Ширина волоті, см	Кількість квіток у суцвітті	Кількість зернівок на волоть	Коефіцієнт насіннефікації, %
оз. Вершина	33,86 ± 6,25	3,29 ± 1,18	2 - 4	0	0
оз. Глибоке	22,48 ± 5,12	2,14 ± 0,57	2 - 3	15,33 ± 4,17	0
оз. Далеке	18,76 ± 2,49	2,23 ± 0,65	2 - 3	7,83 ± 3,33	0
оз. Азбучин	22,35 ± 1,78	3,32 ± 0,75	2 - 4	5,84 ± 2,44	0
Північно-західна частина ВО ЧАЕС	23,22 ± 3,51	2,55 ± 1,73	2 - 4	50,17 ± 12,33	2,23 ± 1,12
Північно-східна частина ВО ЧАЕС	31,27 ± 8,68	5,84 ± 1,52	2 - 3	60,71 ± 19,62	2,34 ± 3,03
Південно-західна частина ВО ЧАЕС	22,15 ± 3,07	2,63 ± 1,56	2 - 4	36,57 ± 16,29	0,32 ± 0,01
Південно-східна частина ВО ЧАЕС	17,54 ± 6,71	3,35 ± 0,62	2 - 4	61,22 ± 5,34	1,41 ± 2,43
оз. Плютовище	26,46 ± 2,12	3,09 ± 0,93	2 - 4	282,37 ± 26,66	5,41 ± 1,19
р. Прип'ять	25,80 ± 3,41	3,33 ± 0,75	2 - 4	194,45 ± 19,33	3,75 ± 0,62

Звичай, насіннефікація волоті становить приблизно 50000 насінин на волоть [4]. Але насіннева продуктивність очерету водойм ЧЗВ є стабільно меншою – в попередні періоди вона не перевищувала 2000 - 10000 зернівок на волоть [2, 5, 6], тоді як зараз, цей показник ще більше зменшився і процент насіннефікації волоті знаходиться в межах 0 - 5 %.

Таким чином, у водоймах ЧЗВ спостерігається подальше зменшення насінневої продуктивності очерету звичайного за рахунок поглиблення анатомо-морфологічних змін у репродуктивному органі – волоті.

Дослідження виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект № 2020.02/0264), Національної академії наук України, а також у співробітництві з Державним спеціалізованим підприємством «Екоцентр» Державного агентства України з управління зоною відчуження та Чорнобильським радіаційно-екологічним біосферним заповідником.

1. І.М. Гудков. *Реакції рослин на опромінення в зоні аварії на Чорнобильській АЕС* (Київ-Херсон: ОЛДІ-ПЛЮС, 2020) 162 с.
2. М.І. Кузьменко та ін. *Техногенні радіонукліди у прісноводних екосистемах* (К.: Наук. думка, 2010) 245 с.
3. V.V. Belyaev et al. Radiation dose reconstruction for higher aquatic plants and fish in Glyboke Lake during the early phase of the Chernobyl accident. *J. of Environmental Radioactivity* 263 (2023) 107169.
4. D.V. Dubyna et al. *Macrophytes – Indicators of the Environment Modifications* (Kyiv, 1993) 349.
5. A.A. Yavniuk, N.L. Shevtsova, D.I. Gudkov. Disorders of the initial ontogenesis of seed progeny of the common reed (*Phragmites australis*) from water bodies within the Chernobyl Exclusion Zone. *J. of Environmental Radioactivity* 218 (2020) 106256.
6. D. Gudkov et al. *Aquatic plants and animals in the Chernobyl exclusion zone: effects of long-term radiation exposure on different levels of biological organization.*

ЗАЛЕЖНІСТЬ ОПТИЧНИХ І СТРУКТУРНИХ ЗМІН ФІЗІОЛОГІЧНОГО РОЗЧИНУ ВІД ВЕЛИЧИНИ ПОГЛИНУТОЇ ДОЗИ (I) ОПРОМІНЕННЯ ЕЛЕКТРОНАМИ

Л. І. Асламова¹, Г. І. Довбешко², О. П. Гнатюк², М. А. Заболотний¹, В. М. Ящук¹,
М. Ю. Лосицький¹, В. П. Ващишин¹, В. Б. Неймаш², В. Ю. Поварчук²

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

Актуальність. Проблема стійкості до протимікробних препаратів є однією з найбільших загроз сучасному суспільству і здоров'ю людства. Ця проблема вимагає невідкладних заходів та комплексного підходу з боку різних галузей науки і технології. Важливо зауважити, що Всесвітня організація охорони здоров'я (ВООЗ) у 2020 р. визнала стійкість до протимікробних препаратів однією з десяти глобальних загроз здоров'ю населення, що стоять перед людством.

Серед нових напрямків світового технологічного прогресу в медицині особливу увагу заслуговують нанотехнології. Вони можуть бути особливо корисними при розв'язанні проблеми онкології, оскільки на сьогодні медикаментозна терапія займає центральне місце в лікуванні онкологічних захворювань. Проте, призначення протипухлинних хіміопрепаратів супроводжується численними важливими проблемами. До них відносяться неспецифічна дія та висока токсичність протипухлинних препаратів на інтактні, не уражені пухлиною органи та тканини. Резистентність злоякісних новоутворень до різних типів хіміопрепаратів є ще однією серйозною перешкодою на шляху до досягнення лікувального ефекту при медикаментозній терапії. Тому важливо визначати нові біологічно активні матеріали, досліджувати їхні фізико-хімічні та терапевтичні властивості і створювати на їх основі ефективні та малотоксичні протипухлинні препарати. Це є однією з найбільш актуальних задач сучасної фармакології та практичної онкології. Усі ці факти обумовлюють низьку ефективність протипухлинної медикаментозної терапії при лікуванні місцево-поширених і дисемінованих форм злоякісних новоутворень та піднімають питання щодо розробки шляхів її підвищення [1, 2]. Перспективним методом сенсibiliзації протипухлинних препаратів є використання при модифікації існуючих протипухлинних препаратів фізіологічних розчинів (ФР) опроміненого високоенергетичними електронами, що підтверджується збільшенням цитотоксичної/цитодинамічної активності щодо пухлинних клітин. Фізичні процеси, перебіг яких обумовлюється високоенергетичним опроміненням, досліджені недостатньо. Так, аналіз спектрів екстинкції ФР у видимому діапазоні показав, що структура залежності екстинкції при фіксованій довжині хвилі світла (λ) не є монотонною функцією величини поглинутої дози (I), що свідчить про утворення довгоживучих структур у ФР і потребує досліджень їхніх властивостей.

Метою роботи є дослідження залежності впливу величини дози поглинутого опромінення ФР на його оптичні та структурні характеристики.

Матеріали та устаткування. Дослідження проводили з використанням ФР – 0,9 % водного розчину NaCl у скляних ампулах для інфузій 5 мл (ТОВ «Новофарм-Біосинтез», Україна) за кімнатної температури. Опромінення ФР проводили електронами з енергією $E = 1$ MeV на резонансному лінійному прискорювачі електронів «Аргус» (максимальний імпульсний струм електронів 100 mA; діапазон регулювання імпульсів струму 1 - 100 mA; тривалість імпульсів 3,3 мкс; частота імпульсів 400 Гц; радіус пучка електронів на виході 3 мм) у відділі фізики радіаційних процесів Інституту фізики НАН України, поглинута доза електронного опромінення (I) змінювалася в межах 1 - 80 кГр. Спектри поглинання визначалися на спектрофотометрі UV 1900-PC, а флуоресценції – на спектрофлуорометрі CaryEclipse; зразок знаходився в кварцевій кюветі 1 × 1 см.

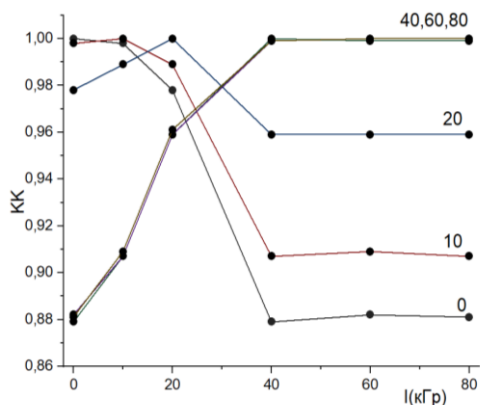


Рис. 1. Залежність КК спектрів екстинкції від величини поглинутих доз (I) зразками.

Результати досліджень, аналіз. Було проведено вимірювання екстинкції ФР у видимому діапазоні і визначено величину коефіцієнту кореляції (КК) спектрів екстинкції $E(I, \lambda)$ зразків ФР, одержаних за різних I. Розраховані КК наведено на рис. 1. Крива 0 відповідає КК неопроміненого зразка ($I = 0$ кГр) з іншими зразками; аналогічно крива 10 (20, 40, 60, 80) наводить КК екстинкцію зразка з $I = 10$ (20, 40, 60, 80) кГр з екстинкціями зразків, що мають відмінну дозу I.

Аналіз експериментів визначення $\Delta E(I, \lambda)$, показав, що в діапазоні 210 - 365 нм амплітуда піків $\Delta E(I, \lambda)$ збільшується при збільшенні поглинутої дози опромінення. У діапазоні 430 - 850 нм піки $\Delta E(I, \lambda)$ зростають при збільшенні I в діапазоні $I \leq 40$ кГр; при $I > 40$ кГр амплітуда піків не

залежить від I – у цьому діапазоні залежність спектрів поглинання від I має нелінійний характер, що обумовлює утворення рівня насичення ($I_{\text{нас}} \sim 40$ кГр), що не реєструється в діапазоні 210 - 365 нм. Така поведінка обумовлює висновок, що природа оптичних переходів $\Delta E(I)$ у діапазоні 210 - 365 нм відмінна від природи оптичних переходів $\Delta E(I, \lambda)$ у діапазоні 430 - 850 нм.

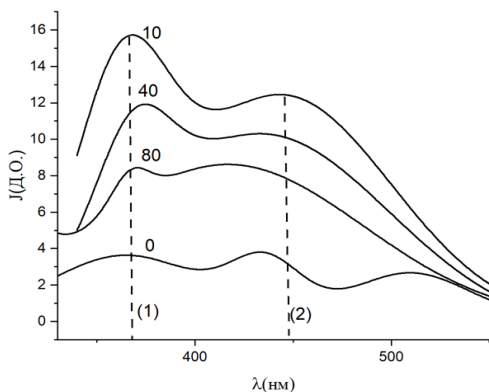


Рис. 2. Спектри інтенсивності флуоресценції (J) при її збудженні УФ $\lambda_1 = 260$ нм, одержані після використання опції шумозаглушення.

флуоресценції, обумовлену радіаційним електронним опроміненням, кількість смуг спектрів залишається сталою (дорівнює 2), що узгоджується з припущенням еліпсоїдальної форми центрів флуоресценції.

Висновки. 1) Проведено дослідження впливу опромінення електронами з енергією 1 МеВ на спектри ФР та розчиненого в ньому доксорубіцину в УФ, видимого та ІЧ діапазону та визначено залежність КК від I . 2) Встановлено, що при $I < 40$ кГр величина КК істотно залежить від I , при $I > 40$ кГр КК спектрів екстинкції майже не змінюються. 3) Було встановлено, що після опромінення при $I > 40$ кГр ФР випромінює світло при поглинанні УФ. Флуоресценція неопроміненого ФР не зареєстрована. Інтенсивність при флуоресценції опроміненого ФР спадає при зменшенні I від 10 кГр до 80кГр.

Вплив опромінення на оптичні властивості ФР досліджувався також при визначенні флуоресценції ФР. Було зареєстровано, що не опромінений електронами ФР не флуоресценує на відміну від опроміненого. Одержані результати ілюструє рис. 2.

Рис. 2 ілюструє залежності J від I – у випадку $80 \text{ кГр} \geq I \geq 2 \text{ кГр}$ 1) при збільшенні I величина J спадає; 2) положення піку спектрів (1) від I не залежить, а з піком (2) при збільшенні I відбувається гіпсохромний зсув.

Проведений аналіз одержаних результатів показав, що розподіл та параметри пасток (рівнів) центрів флуоресценції, які задіяні в поверненні фотозбудженого електрону в нормальний стан залежить від дози I , що можливо при перебудові структури центрів флуоресценції. Відзначимо, що незважаючи на перебудову центрів флуоресценції,

1. G. Ioele et al. Anticancer Drugs: Recent Strategies to Improve Stability Profile. Pharmacokinetic and Pharmacodynamic Properties. Molecules 27(17) (2022) 5436.
2. М.А. Заболотний та ін. Вплив опромінення фізіологічного розчину високоенергетичними електронами на фізико-хімічні властивості та цитотоксичну активність доксорубіцину. Ядерна фізика та енергетика 23 (2022) 131.

STUDY OF BIRD ERYTHROCYTES LIVING IN THE CHORNOBYL EXCLUSION ZONE DURING THE EARLY STAGE OF LIFE

O. Burdo¹, E. Tukalenko¹, T. Mappes², S. Piirto², I. Chyzhevskiy³, P. C. Watts², S. Ruuskanen^{2,4}

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

² *Department of Biological and Environmental Sciences, University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland*

³ *State Specialized Enterprise "Ecocentre", Chornobyl, Ukraine*

⁴ *Department of Biology, University of Turku, Turku, Finland*

In 1986, there was an accident at the Chornobyl Nuclear Power Plant, which led to the radioactive contamination of large parts of Europe and the creation of the Chornobyl Exclusion Zone and mandatory (unconditional) resettlement. The variety of radionuclides that entered the environment after the accident at the Chornobyl NPP and the protected status of the Chornobyl zone create unique conditions for studying the influence of ionizing radiation on biota.

Previous studies of the effects of ionizing radiation on birds have had sporadic and controversial results.

In 2023, blood samples were taken from 97 chicks (first clutch) of the model species Great Tit (*Parus major*). The method of fixation and staining of blood samples was selected. The number of micronuclei in nuclear cells of erythrocytes and other anomalies of erythrocyte nuclei was calculated. Micronuclei were detected in the erythrocytes of the blood of the great tit, the following anomalies were additionally detected: amitoses, nuclear bridges, binucleate cells, kidney nuclei. The report will present the preliminary results of the analysis.

СТАН КРОВОТВОРНОЇ СИСТЕМИ *MYODES GLAREOLUS* ТА *APODEMUS FLAVICOLLIS* ЗА РАЗОВОГО ОПРОМІНЕННЯ

О. Б. Ганжа, Н. К. Родіонова, А. І. Липська, В. В. Павловський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Поширення техногенного забруднення довкілля, зокрема радіогенної природи, підкреслює актуальність питання щодо стану біоти та ризиків виникнення віддалених наслідків. У зв'язку з цим важливою є проблема визначення чутливості живих організмів до дії негативних чинників різної інтенсивності, серед яких іонізуючі випромінювання виступають в якості потужних стресорів.

У роботі представлено результати дослідження радіочутливості мишоподібних гризунів – нориці рудої (*Myodes glareolus*) та мишака жовтогрудого (*Apodemus flavicollis*), які є одними з найбільш розповсюджених у зоні відчуження ЧАЕС видів дрібних гризунів, що активно використовуються при радіоекологічних та радіобіологічних наукових дослідженнях.

Об'єктом дослідження було обрано систему кістковомозкового кровотворення, що є високо чутливою до дії різних видів іонізуючих випромінювань. Стан системи кістковомозкового кровотворення відображає загальний стан функціонування організму ссавців, тому зміни її показників після опромінення є діагностичними критеріями ступеня ураження та ефективності відновлення, що дають змогу встановити рівень реакційної здатності організму в цілому за впливу іонізуючих випромінювань.

Робота виконана на мишоподібних гризунах *Myodes glareolus* (Schreber, 1780) та *Apodemus flavicollis* (Melchior, 1834) з території з природним (фоновим) радіаційним рівнем. З метою виявлення ступеня ураження та ефективності відновлення організму, тобто його резервних можливостей, за реакцією системи кровотворення на вплив опромінення тварин тотально одноразово опромінили на апараті РУМ-17, поглинена доза становила 1,5 Гр. Показники визначали на першу і сьому добу після опромінення та порівнювали з контролем для кожного виду тварин. Умови проведення експерименту відповідали вимогам Закону України «Про захист тварин від жорсткого поводження».

Досліджено кількісні та якісні показники периферичної крові і кісткового мозку особин нориці рудої та мишака жовтогрудого, підраховано та проаналізовано лейкограми і мієлограми. Підрахунок кількості клітин периферичної крові та кісткового мозку проводили в камері Горяєва. Лейкограми та мієлограми аналізували при світловій імерсійній мікроскопії в мазках, пофарбованих за Паппенгеймом, підраховуючи 200 і 500 клітин у препараті відповідно.

При дослідженні периферичної крові спостерігали зміни показників у опромінених тварин порівняно з контролем, зокрема співвідношення сегментоядерних і паличкоядерних нейтрофільних гранулоцитів, великих та малих лімфоцитів, моноцитів, показників червоної крові та тромбоцитів. У особин нориці рудої зміни зазначених показників на фоні підвищення клітинності кісткового мозку свідчать про активацію процесів кістковомозкового кровотворення у опромінених тварин та наявність процесів відновлення у периферичній крові, на відміну від опромінених особин мишака жовтогрудого.

Відомо, що серед всієї сукупності гемопоетичних клітин найбільш чутливими є пули ранніх генерацій, що знаходяться безпосередньо у кістковому мозку. Це було підтверджено при аналізі змін клітинного складу кісткового мозку за впливу опромінення у особин *Myodes glareolus* та *Apodemus flavicollis*.

У інтактних особин нориці рудої у кістковому мозку були присутні клітини усіх рядів гемопоезу у співвідношенні, типовому для здорової популяції, превалювали клітини лейкоцитарного ряду: гранулоцитарні, лімфоїдні, моноцитарні.

Аналіз мієлограм контрольної групи мишака жовтогрудого виявив значну схожість показників відсоткового розподілу клітин окремих рядів кровотворення порівняно з інтактними особинами нориці рудої. Але після опромінення ступінь ураження системи крові у мишоподібних гризунів *Myodes glareolus* та *Apodemus flavicollis* суттєво відрізнявся.

На основі досліджень особливостей ураження і відновлення мієло- та еритропоезу у двох видів дрібних гризунів – нориці рудої та мишака жовтогрудого – за дії зовнішнього гострого опромінення в дозі 1,5 Гр показано більш високу чутливість показників кістковомозкового кровотворення до дії

радіаційного чинника в особин мишака жовтогрудого. На першу добу після опромінення загальна кількість клітин кісткового мозку у тварин виду *Apodemus flavicollis* була зниженою на 58 %, тоді як у особин виду *Myodes glareolus* – на 18 %.

Основна відмінність ураження кровотворної системи тварин цих видів полягала у ступені зниження вмісту клітин еритроїдного ряду. Відмічали порушення міелоеритроїдного співвідношення з превалюванням клітин гранулоцитарного ряду: для нориці рудої – у 1,4 раза, а для мишака жовтогрудого – у 3,9 раза.

Особливістю пострадіаційного стану системи крові у нориці рудої було раннє збільшення проліферативної активності, що сприяло процесам відновлення кровотворення: вже на першу добу після опромінення загальний мітотичний індекс становив 23,0 % порівняно з 14,0 % у контролі. У опромінених особин мишака жовтогрудого проліферативна активність кісткового мозку була нижче контрольного рівня.

Таким чином, результати дослідження стану системи кістковомозкового кровотворення за впливу опромінення у мишоподібних гризунів виду *Myodes glareolus* та *Apodemus flavicollis* показали, що для повноцінної та достовірної оцінки наслідків радіаційного впливу на природні популяції в радіобіологічних та радіоекологічних дослідженнях доцільно використовувати різноманітні види, зокрема з різною радіочутливістю.

АЛОМЕТРИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ ТА ДОЗОВІ НАВАНТАЖЕННЯ ДЛЯ ТИПОВИХ ПРЕДСТАВНИКІВ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

І. П. Дрозд¹, В. В. Павловський¹, В. І. Ніколаєв¹, О. О. Бурдо¹, Д. О. Вишневецький²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Іванків, Київська область, Україна

Сучасні тенденції розвитку радіобіологічних та радіоекологічних досліджень свідчать про підвищення інтересу наукової спільноти до проблем впливу іонізуючої радіації на довкілля. За останні роки все більша кількість міжнародних організацій та наукових установ починають приділяти увагу сучасним методикам дослідження процесів опромінення різних видів живих організмів у природних умовах. Прикладом цього може слугувати розробка Міжнародною комісією з радіаційного захисту (МКРЗ) системи радіаційного захисту нелюдської біоти, що містить методику розрахунку дозового навантаження на референтну флору та фауну [1]. Основний перелік еталонних видів нелюдської біоти включає в себе, серед інших, мишоподібних гризунів, зважаючи на значну роль, яку дані організми відіграють у радіоекологічних і радіобіологічних дослідженнях. Відділ радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України є одним із дослідницьких колективів, які займаються вивченням впливу іонізуючої радіації на дрібних гризунів у природних умовах. Подібні дослідження активно проводяться, зважаючи на можливість використовувати в якості географічного об'єкта території, що зазнали радіаційного забруднення внаслідок аварії на Чорнобильській атомній електростанції.

Важливою проблемою, що виникає при проведенні подібних досліджень, є складність визначення та накопичення вхідних даних, необхідних для проведення подальших дозиметричних розрахунків. Прикладом цього є процес достовірного визначення вікових параметрів біологічних об'єктів. Оцінка періоду тривалості життя досліджуваних мишоподібних гризунів на момент їхнього відлову відіграє ключову роль у правильному визначенні дозових навантажень, яких зазнають тварини. Поширена практика використання переліку фізіологічних показників часто виявляється недостатньо зручною для найбільш точного забезпечення дозиметричних розрахунків. Зважаючи на це, розробка методики визначення математичних залежностей маси тварин від тривалості їхнього життя є актуальною при проведенні радіобіологічних та радіоекологічних досліджень. На основі даних багаторічних досліджень, що проводилися співробітниками відділу радіобіології та радіоекології ІЯД НАН України, а також актуальних наукових джерел, присвячених накопиченню інформації щодо біологічних характеристик мишоподібних гризунів та моделюванню подібних організмів у радіобіологічних дослідженнях, нами було проведено розрахунок низки основних алометричних співвідношень для подальшого використання у дозиметричних дослідженнях.

У якості біологічних об'єктів слугували типові представники мишоподібних гризунів зони відчуження: нориця руда (*Myodes glareolus*) та мишак жовтогрудий (*Apodemus flavicollis*). Математичні розрахунки проводили з використанням програмного забезпечення "Microsoft Excel". Вони базувалися на виявленій у науковій літературі та біологічних базах даних інформації щодо показників маси тіла тварин у певні терміни їхнього життя, в залежності від видової приналежності, а також тривалості життя в умовах, що відповідають полігонним дослідженням.

У результаті проведених розрахунків нами були отримані графіки, що демонструють залежність маси досліджених видів мишоподібних гризунів від віку особин. Основою для їхньої побудови слугували три точки, що відображали маси організмів тварин у певні періоди життя. Вони відповідали масам тварин при народженні (на 1-шу добу життя), при відлученні тварини від матері та максимальним масам тварин у дорослому віці. Усі дані спиралися на результати верифікованих спостережень, зафіксованих у міжнародних базах наукових даних.

Наступним етапом дослідження було визначення залежностей процесів накопичення та виведення радіонуклідів у тілі тварин від маси організму. На основі радіобіологічних досліджень, що раніше проводилися співробітниками відділу радіобіології та радіоекології ІЯД НАН України, нами було визначено залежність ефективного періоду напіввиведення ізотопу ¹³⁷Cs, який є основним радіонуклідом-забруднювачем сучасних дослідних полігонів у Чорнобильській зоні відчуження, від показників маси тіла типових представників дрібної мишоподібної фауни цих територій. Знаючи вимірний вміст ¹³⁷Cs в організмі після відлову гризуна, вік тварини та ефективний період напіввиведення, ми розраховували середньоінтегральний вміст ізотопу в організмі за час життя тварини до моменту її відлову.

Спираючись на отримані дані, нами були розраховані дозові навантаження для відповідних тварин. В якості основи для проведених розрахунків використовували перелік основних публікацій МКРЗ, що стосувалися радіаційного захисту нелюдської біоти [2, 3]. Методика розрахунку доз полягала у визначенні необхідних вхідних параметрів для введення у програмне забезпечення “BiotaDC”, розроблене Комісією та надане для вільного використання в якості додатку до Публікації МКРЗ 136 “Дозові коефіцієнти для нелюдської біоти, опроміненої з навколишнього середовища” [3].

Розраховані нами співвідношення дають змогу забезпечувати розрахунок вірогідних показників дозових навантажень для представників дрібних гризунів – мешканців територій, що зазнали радіонуклідного забруднення внаслідок аварії на Чорнобильській атомній електростанції, на момент відлову їх. Отримані результати характеризують основні закономірності дозоутворення у дрібних мишоподібних гризунів зони відчуження залежно від видової приналежності, основних параметрів організму та способу життя. Подальше використання значень потужностей доз та доз за різні періоди часу може включати дослідження впливу радіонуклідного забруднення територій на дрібних гризунів.

Автори висловлюють подяку співробітникам відділу радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України за надані матеріали та дозвіл на використання їх.

1. ICRP Publication 91. A Framework for Assessing the Impact of Ionising Radiation on Non-human Species. Ann. ICRP 33 (2003) 3.
2. ICRP Publication 108. Environmental Protection - the Concept and Use of Reference Animals and Plants. Ann. ICRP 38 (2008) 4.
3. ICRP Publication 136. Dose Coefficients for Non-human Biota Environmentally Exposed to Radiation. Ann. ICRP 46 (2017) 2.

ПІДВИЩЕННЯ ЦИТОСТАТИЧНОЇ/ЦИТОТОКСИЧНОЇ АКТИВНОСТІ ПРОТИПУХЛИННИХ ПРЕПАРАТІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЕЛЕКТРОНІВ

**М. А. Заболотний¹, Л. І. Асламова¹, Г. І. Довбешко², О. П. Гнатюк², Г. І. Соляник³,
В. Б. Неймаш², В. Ю. Поварчук², Д. Л. Колесник³**

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

³ Інститут експериментальної патології, онкології і радіобіології ім. Р.С. Кавецького НАН України,
Київ, Україна

Актуальність. Цитостатичні ліки – група препаратів, що порушують процеси росту, розвитку та механізми поділу всіх клітин організму, включаючи злоякісні, тим самим ініціюючи смерть клітин. При цьому уражаються переважно клітини, що мають високий мітотичний індекс (відсоток клітин, що діляться від загальної кількості проаналізованих клітин), або клітини, біохімічні процеси яких піддаються дестабілізації цитостатиком найбільшою мірою. Серед цитостатичних препаратів найбільш відомі доксорубіцин, метотрексат, фторурацил, гідроксикарбамід, циклофосфан, для яких характерними є суттєві побічні ефекти і необхідність особливих правил безпеки. При врахуванні таких факторів центр з контролю захворювань США і Національний інститут професійної безпеки і здоров'я (NIOSH) зробили висновок, що сучасні протипухлинні препарати становлять найбільшу хімічну небезпеку в галузі охорони здоров'я і є одними з найнебезпечніших хімічних речовин, коли-небудь розроблених. Тому актуальними є розробки препаратів цитостатичної/цитодинамічної дії, що базуються на використанні конкурентних методів, створених за допомогою новітніх альтернативних технологій.

Метою роботи є дослідження впливу високоенергетичного електронного опромінення фізіологічного розчину на його оптичні характеристики та його цитотоксичну/цитодинамічну активність щодо пухлинних клітин для оцінки можливостей базових основ технології модифікації існуючих протипухлинних засобів.

Матеріали дослідження, експериментальна частина. Дослідження проводили з використанням протипухлинного препарату антрациклінового антибіотика доксорубіцин виробництва Sigma, США та «Pharmacia Italia SpA», Італія. Як розчинник використовували фізіологічний розчин (ФР) для інфузій у скляних ампулах 5 мл та поліетиленових флаконах 200 мл ПраТ «Фармацевтична фірма «Дарниця». Розчини препаратів виготовляли з порошку доксорубіцину та ФР, доводячи концентрацію активного препарату до 5 мг/мл.

Опромінення ФР проводили електронами з енергією 1 МеВ на прискорювачі електронів «Аргус» в лабораторії радіаційних технологій Інституту фізики НАН України. ІЧ спектри поглинання були зареєстровані на спектрометрі Bruker IFS-66, спектри поглинання у видимому та УФ діапазоні були зареєстровані на спектрофотометрі Shimadzu UV-260. Величина поглинутої дози опромінення (I) ФР становила від 2 до 80 кГр. Для дослідження фармакологічної активності протипухлинного препарату доксорубіцин використали лінію клітин карциноми легені Льюїс (LLC) з Національного банку клітинних ліній та пухлинних штамів Інституту експериментальної патології, онкології і радіобіології ім. Р.С. Кавецького НАН України.

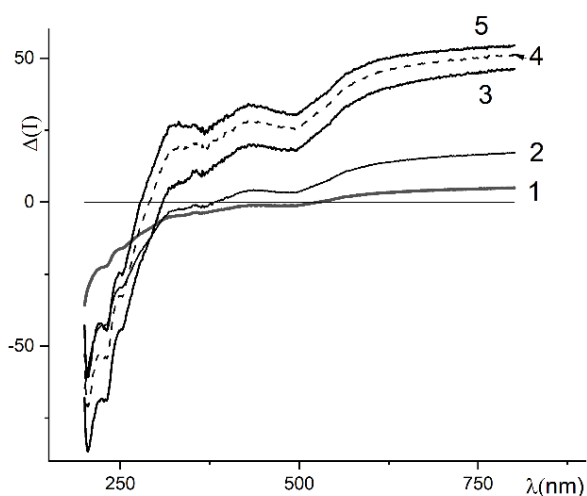
Результати досліджень, аналіз. При дослідженнях впливу опромінення ФР на цитотоксичну/цитодинамічну активність пухлинні клітини висаджували в лунки 96-лункового планшета в об'ємі 0,1 мл, інкубували упродовж 16 год, після чого до клітин додавали доксорубіцин, розчинений в опроміненому та неопроміненому ФР. Кількість живих клітин у лунках через 24 год інкубації визначали за допомогою МТТ-тесту з використанням планшетного рідера.

Було встановлено, що кількість живих клітин LLC після однодобової інкубації з фізіологічним розчином у лунках з однаковою концентрацією доксорубіцину більше там, де ФР неопромінений. Таким чином, опромінення високоенергетичними електронами ФР як розчинника доксорубіцину обумовлює збільшення цитотоксичної/цитостатичної розчину. Найбільш виражена модифікація (15 - 20 %) цитотоксичної/цитостатичної активності реєструється в діапазоні низьких концентрацій препарату (< 2,8 мкМ). При більш високих концентраціях доксорубіцину (> 2,8 мкМ) різниця кількості живих клітин з опроміненим та неопроміненим ФР не перевищувала 4 - 8 %.

Було також встановлено, що опромінення ФР обумовлює його самостійну (без протипухлинного препарату) виражену цитотоксичну/цитостатичну активність, ефективність якої залежить від терміну

після опромінення. Проведені вимірювання показали, що виживаність клітин LLC у середовищі з додаванням ФР, опромінення якого проводилось за 1 міс до проведення культуральних досліджень, знижувалася більше, ніж на 80 %. Через 4 міс після опромінення ФР його активність зменшувалася, однак залишаючись суттєвою і обумовлювала зменшення кількості живих клітин LLC на 25 %.

При оптичних вимірюваннях визначали залежності екстинкції (E) ФР від довжини хвилі (λ) в УФ та видимому діапазоні при різних значеннях I . Аналіз показав, що особливості спектрів E ФР залежать як від величини I , так і від довжини хвилі λ . У короткохвильовій ділянці спектра величина E зменшується, а довгохвильовій – зростає. Однією з причин такої поведінки може бути збільшення розсіювання світла розчином при зростанні I . Така поведінка була пояснена в рамках моделі кластеризації бабстонів. Модель базувалася на аналізі числового розв'язку рівняння Пуассона - Больцмана і визначала електричні і геометричні властивості шару Штерна, який безпосередньо контактує з поверхнею бабстону. Для розв'язку було використано теорію збурень із врахуванням шостого порядку малості. Зроблені висновки підтверджують графіки. На рисунку наведено різницю між спектрами екстинкції опроміненних і неопроміненних зразків $\Delta(I) = E(I) - E(0)$.



Різниця між спектрами екстинкції опроміненних і неопроміненних зразків. 1 – $\Delta(10)$, 2 – $\Delta(20)$, 3 – $\Delta(40)$, 4 – $\Delta(60)$, 5 – $\Delta(80)$.

можливість збільшення розсіювання світла при зростанні I .

3. Дослідження цитотоксичної/цитодинамічної активності щодо пухлинних клітин, проведене з використанням лінії клітин LLC показало, що попереднє опромінення електронами ФР, призводить до появи його цитотоксичної/цитостатичної активності, ефективність якої залежить від терміну після опромінення.

4. Поведінка спектрів доксорубіцину, розчиненого в опроміненних розчинах, має інші складні особливості, які теж залежать від I . ІЧ спектри вказують на утворення нових водневих зв'язків у розчині доксорубіцину в опроміненому ФР.

Подяка. Г. Довбешко, О. Гнатюк, Г. Соляник, Д. Колесник висловлюють подяку Національному фонду досліджень України за фінансову підтримку (проект «Biophysical and Biochemical Characteristics of Metastatic Circulating Cells as Potential Targets of Antimetastatic Therapy» грант 2021.01/0229).

Висновки.

1. Проведено дослідження впливу опромінення електронами з енергією 1 МеВ на спектри екстинкції ФР та розчиненого в ньому доксорубіцину в УФ, видимого та ІЧ діапазону і їхню цитостатичну/цитодинамічну активність, яка визначає виживаність клітин LLC.

2. Величина поглинутої ФР дози впливає на оптичні характеристики ФР і розчину доксорубіцину в УФ, видимій і в ІЧ області. У діапазоні 190 - 300 нм поглинання ФР спадає, в діапазоні 400 - 750 нм зростає по відношенню до поглинання в неопроміненому ФР. Причиною цих процесів може бути розклад розчинника при опроміненні (190 - 300 нм) і поява кластерів бабстонів, що обумовлює збільшення розсіювання в довгохвильовій області спектра. Запропоновано модель кластеризації бабстонів, що пояснює

ІМУННИЙ СТАТУС ОСІБ, ПОСТРАЖДАЛИХ ВНАСЛІДОК АВАРІЇ НА ЧАЕС, ПІСЛЯ ПЕРЕНЕСЕННЯ COVID-19

Л. М. Зварич, Н. А. Голярник, В. В. Панченко, Д. А. Бази́ка, О. А. Беляєв

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Мета. Оцінити стан клітинної ланки осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, після перенесення COVID-19.

Матеріали та методи. Проведено дослідження показників клітинного імунітету лейкоцитів периферичної крові (ПК) у 95 осіб за період 2021 - 2022 рр., які проходили комплексне обстеження у клінічних відділеннях та у поліклініці радіаційного реєстру ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України» через 3 міс після перенесення COVID-19. Основна група (ОГ) – 80 осіб, віком 59 - 84 років, які є постраждалими внаслідок аварії на ЧАЕС. Група порівняння (ГП) – 15 осіб, віком 50 - 73 роки, що були опромінені в межах природного фону. Визначення субпопуляційного складу лейкоцитів периферичної крові проводили методом проточної цитофлуориметрії з використанням проточного цитометра FASC Lyric (Becton Dickinson, США) та моноклональних анти-тіл (Becton Dickinson, США). Статистичний аналіз проводили за допомогою програмного забезпечення Statistica 8.0 StatSoft. Inc. 1998 – 2007 рр. Нормальність розподілу кількісних змінних визначали за допомогою тесту Колмогорова - Смірнова з поправкою Ліллієфорса. Для порівняння груп було застосовано описову статистику ($M \pm SD$) і t-критерій Стюдента для незалежних вибірок. Зв'язок між параметрами розраховували за допомогою коефіцієнта кореляції Спірмена. Було встановлено рівень статистичної значущості – $p < 0,05$, а $0,06 \leq p \leq 0,10$ було прийнято в якості ознаки тенденції.

Результати. За результатами дослідження основних субпопуляцій лейкоцитів не виявлено розбіжностей у відносній кількості лімфоцитів та гранулоцитів між особами ОГ та ГП. Натомість спостерігалася тенденція до зниження відносної кількості моноцитів в осіб ОГ ($5,63 \pm 2,67$), порівняно з показником осіб ГП ($7,15 \pm 2,80$). Подальше дослідження субпопуляцій моноцитів: класичних CD14⁺16⁻ моноцитів, некласичних CD14⁺16⁺ моноцитів та проміжних CD14⁺16⁺ моноцитів не виявило різниці між показниками даних клітин у осіб груп обстеження. Не було виявлено змін відносної кількості CD16⁺HLA-DR⁺ моноцитів у осіб груп обстеження, проте показник CD14⁺HLA-DR⁺ моноцитів від загальної популяції моноцитів ПК осіб ОГ мав тенденцію до підвищення ($74,63 \pm 15,24$) відносно показника в осіб ГП ($65,62 \pm 17,08$). Не виявлено різниці між відотною кількістю CD19⁺38⁻ В-лімфоцитів та CD19⁺38⁺ В-лімфоцитів у осіб груп обстеження. Проведений аналіз субпопуляційної організації CD3⁺ Т-лімфоцитів у осіб ОГ не виявив змін показників відносної кількості CD4⁺, CD8⁺ і CD4⁺8⁺ Т-лімфоцитів та показника імунорегуляторного коефіцієнта порівняно з показниками осіб ГП. Значення відносної кількості CD3⁺25⁺ Т-лімфоцитів, зокрема CD4⁺25⁺ Т-лімфоцитів у осіб груп дослідження були подібні. Виявлено статистично значуще зниження відносної кількості CD27⁺45⁺ Т-лімфоцитів ($44,64 \pm 11,10$, $p < 0,01$), CD8⁺27⁺ Т-лімфоцитів ($15,43 \pm 5,30$, $p < 0,05$) та тенденцію до зниження CD4⁺27⁺ Т-лімфоцитів ($29,73 \pm 8,66$) осіб ОГ порівняно з показниками осіб ГП ($55,62 \pm 13,75$), ($19,60 \pm 7,01$) і ($35,28 \pm 10,91$) відповідно. Не спостерігалася різниці у показниках Т-лімфоцитів, що експресують TCR $\alpha\beta$ або TCR $\gamma\delta$, у осіб груп дослідження. Встановлено статистично значуще зниження CD38⁺56⁻ Т-лімфоцитів ($7,30 \pm 2,98$, $p < 0,01$), та збільшення субпопуляції CD38⁺56⁺ NKT ($13,13 \pm 8,03$, $p < 0,01$) у осіб ОГ, порівняно з показниками в осіб ГП ($9,90 \pm 2,83$) і ($6,03 \pm 3,47$) відповідно. Відмінностей показника CD38⁺56⁺ NK клітин у осіб ОГ не встановлено. Встановлено зворотні кореляційні залежності між відотною кількістю CD19⁺38⁻ В-лімфоцитів ($r_s = -0,34$, $p < 0,01$), активованих CD45⁺HLA-DR⁺ лімфоцитів ($r_s = -0,46$, $p < 0,05$) та віком осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС. При детальному дослідженні субпопуляційного розподілу лейкоцитів ПК у осіб ОГ, порівняно з референтними значеннями, виявлено зниження показника лімфоцитів (< 19 %) у 51 % обстежених осіб, зниження відносної кількості моноцитів (< 4 %) – у 23 %, а зростання відносної кількості гранулоцитів (> 73 %) – у 31 %. Виявлено, що у 45 % обстежених осіб основної групи спостерігалася зростання відносної кількості CD14⁺16⁺ моноцитів (> 10 %), а зменшення (< 5 %) – у 22 %. Також у 60 % осіб виявлено зростання показника CD14⁺16⁺ моноцитів (> 5 %). Більше, ніж у половини осіб ОГ відзначено зниження CD14⁺16⁻ моноцитів (< 80 %) і CD14⁺HLA-DR⁺ моноцитів (< 80 %) та збільшення активованих CD16⁺HLA-DR⁺ моноцитів (> 10 %). Показник відносної кількості CD19⁺ В-лімфоцитів знаходився у межах референтних значень у більшості осіб – 64 %, у 36 % осіб – був знижений (< 5 %). Натомість відносна кількість активованих CD25⁺ В-лімфоцитів була знижена (< 5 %) у 66 %. У більшій частини осіб ОГ відносна кількість CD3⁺

Т-лімфоцитів знаходилася в межах референтних значень. Зниження показника (< 60 %) спостерігалось у 26 % обстежених осіб. Значення відносної кількості CD4⁺ та CD8⁺ Т-лімфоцитів знаходилися в межах вікових норм у більшості осіб ОГ – 66 % та 74 % відповідно. Зниження показника CD4⁺ Т-лімфоцитів спостерігалось у 34 % осіб, а CD8⁺ Т-лімфоцитів – у 17 %. Дослідження показників мі-норної субпопуляції CD4⁺8⁺ Т-лімфоцитів показало, що у 67 % осіб вміст даних клітин підвищено, становить більше 1 %. Показник відносної кількості CD3⁺25⁺ Т-лімфоцитів, зокрема CD4⁺25⁺ Т-лімфоцитів у переважній більшості осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, характеризувався значеннями у межах норми. Визначено зниження відносної кількості субпопуляції CD4⁺27⁺ (< 32 %) та CD8⁺27⁺ Т-лімфоцитів (< 17 %) у 60 % осіб. У 44 % осіб спостерігалось зниження TCRαβ⁺ Т-лімфоцитів (< 60 %), у 12 % осіб – TCRγδ⁺ Т-лімфоцитів (< 1 %), а підвищення показника TCRγδ⁺ Т-лімфоцитів (> 5 %) відмічене у 27 % осіб. У 59 % осіб відносна кількість CD38⁺56⁺ NK клітин становила менше 10 %, у 32 % осіб – 10 - 20 %. Виявлено, що в усіх осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, знижена відносна кількість наївних CD45RA⁺197⁺ Т-лімфоцитів (< 35 %), натомість вміст CD45RA⁺197⁻ ефекторних Т-лімфоцитів підвищився (> 39 %). У 60 % осіб знижено показник CD45RA⁺197⁺ Т-лімфоцитів центральної пам'яті (< 15 %).

Висновки. Таким чином, лейкоцитарний склад ПК осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, які переохворіли на COVID-19, характеризувався зниженням числа лімфоцитів, моноцитів, зокрема CD14⁺16⁻ моноцитів, активованих CD27⁺ Т-лімфоцитів, наївних CD45RA⁺197⁺ Т-лімфоцитів, CD45RA⁺197⁻ Т-лімфоцитів центральної пам'яті, загальної субпопуляції активованих CD38⁺56⁻ Т-лімфоцитів; підвищенням активованих CD14⁺HLA-DR⁺ моноцитів, CD4⁺CD8⁺ Т-лімфоцитів, CD45RA⁺197⁻ ефекторних Т-лімфоцитів, CD38⁺56⁻ NKT відносно групи порівняння та референтних показників. Встановлено, що з віком у осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, знижувалася відносна кількість CD45⁺HLA-DR⁺ лімфоцитів і CD19⁺ В-лімфоцитів. Також у частини осіб виявлено зростання відносної кількості гранулоцитів, CD14⁺16⁺, CD14⁺16⁺ і CD16⁺HLA-DR⁺ моноцитів, а також зменшення вмісту CD19⁺ В-лімфоцитів, зокрема CD25⁺ В-лімфоцитів, CD4⁺ і CD8⁺ Т-лімфоцитів. Отже, у осіб, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, які перенесли COVID-19, через 3 міс спостерігалися прояви дисбалансу адаптивної регуляції імунної системи після розвитку запальної реакції за рахунок виснаження та активації окремих субпопуляцій лейкоцитів. Зниження вмісту клітин, що несуть на собі маркери активації, запалення і молекули коstimуляції (CD38, CD27), клітин, відповідальних за презентацію антигену (моноцити), мала кількість Т-лімфоцитів центральної пам'яті разом зі збільшенням клітин, що виконують цитотоксичну функцію, елімінацію інфікованих клітин-мішеней у місцях запалення (NK-клітини, NKT, ефекторні Т-лімфоцити) може вказувати на довготривалий процесінг запалення, коли активація клітин пригнічена, але ще не сформовано пул клітин пам'яті. Наразі дослідження імунітету проти COVID-19 присвячені різним аспектам природного та вакцинального імунітету (антитіло-залежного, клітинно-опосередкованого), ймовірності рецидивів після інфекції та/або вакцинації, імунологічної пам'яті, частоти та тяжкості реінфекції, порівняння між вакцинованим і невакцинованим населенням щодо типу реактивності імунітету. Особи, постраждали внаслідок аварії на ЧАЕС, є імуноскомпрометованими, тому необхідний моніторинг даної когорти осіб після перенесення COVID-19, для визначення ступеню відновлення балансу між компонентами клітинного імунітету, а також розширення науково-практичних здобутків за результатами дослідження найбільш вразливих груп населення з урахуванням викликів сьогодення.

ДО ПИТАННЯ ЩОДО МОЖЛИВОГО ВПЛИВУ ВОЄННОЇ АГРЕСІЇ РОСІЙСЬКОЇ ФЕДЕРАЦІЇ НА ДОЗИ ОПРОМІНЕННЯ ЖИТЕЛІВ РАДІОАКТИВНО ЗАБРУДНЕНИХ ТЕРИТОРІЙ УКРАЇНИ ТА ЇХНЮ ДЕМОГРАФІЧНУ СИТУАЦІЮ

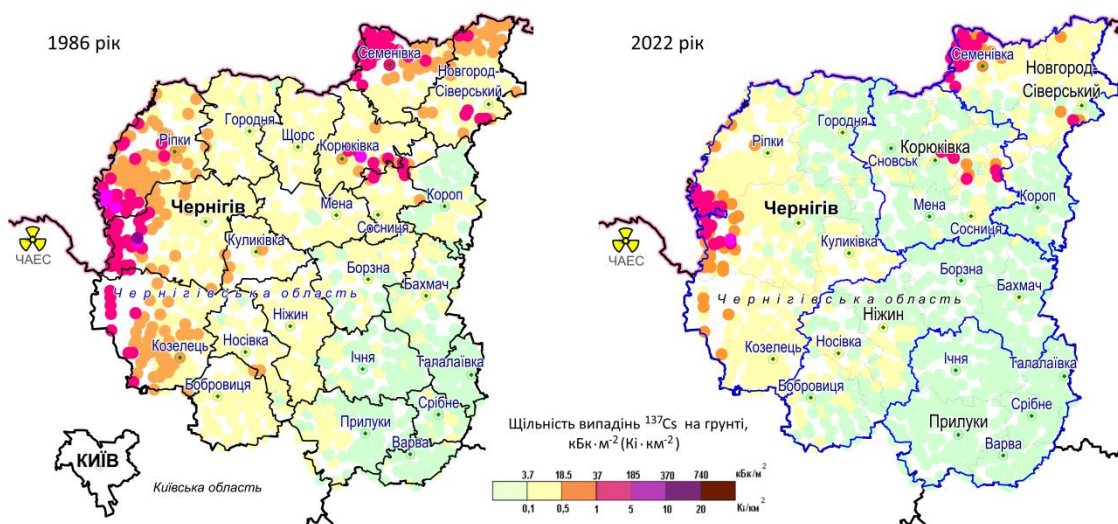
**О. М. Іванова, Н. В. Гунько, С. В. Масюк,
Н. В. Короткова, В. Б. Будерацька, З. Н. Бойко**

Державна установа “Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України”, Київ, Україна

У зв'язку з воєнною агресією російської федерації проти України у 2022 р. порушено національну безпеку країни. Внаслідок активних воєнних дій відбулась окупація північної частини Київської (Іванківський та Поліський райони), Житомирської (Овруцький та Народицький райони) та Чернігівської (Козелецький, Корюківський, Новгород-Сіверський, Ріпкинський, Семенівський, Сосницький, Чернігівський райони) областей, які відносяться до радіоактивно забруднених територій (РЗТ) [1]. Захоплення Чорнобильської атомної електростанції (АЕС), постійні ракетні обстріли та мінування об'єктів цивільної інфраструктури, лісів, полів, доріг зазначених областей спричинили перенесення радіоактивних сполук і, відповідно, зміни у рівнях забруднення як довкілля, так і продуктів харчування, що суттєво впливає на умови життєдіяльності населення. Крім того, області перебувають у зоні потенційно небезпечного впливу в разі гіпотетичних аварій, спричинених пошкодженнями АЕС України (Запорізької, Південноукраїнської, Рівненської, Хмельницької, Чорнобильської) ракетами або снарядами, оскільки жодна атомна електростанція у світі не була спроектована для експлуатації в умовах війни. Відбувся також і значний перерозподіл населення як в межах України, так вимушене переселення за її межі.

Перш, ніж говорити про внесок воєнних дій у дози опромінення жителів РЗТ та їхні демографічні втрати, необхідно дослідити радіоекологічний стан та медико-демографічну ситуацію до початку агресії.

Протягом 35 післяаварійних років радіаційна ситуація на значній частині Житомирської, Київської та Чернігівської областей значно покращилася [2]. Потужність дози гамма-випромінювання на поверхні ґрунту порівняно з 1986 р. значно знизилася. Для прикладу, на рисунку подано щільності забруднення ^{137}Cs ґрунтів у населених пунктах Чернігівської області у 1986 та 2022 рр.



Карта щільності забруднення ^{137}Cs ґрунтів у населених пунктах Чернігівської області у 1986 та 2022 рр. (адміністративно-територіальний поділ на дату спостереження).

На більшості РЗТ в молоці та продуктах харчування з приватних домогосподарств відмічалось поступове зниження вмісту ^{137}Cs , що у свою чергу призвело до зниження доз опромінення місцевих мешканців [3].

Але через винесення радіонуклідів з глибоких шарів ґрунту та їхнього приповерхневого перерозподілу внаслідок воєнних дій цілком імовірно є припущення щодо зростання небезпеки опромінення населення РЗТ. Отже, харчовий ланцюг ґрунт → рослини → тварини → продукція тваринництва → людина сьогодні може нести небезпеку підвищеного опромінення.

Медико-демографічна ситуація на РЗТ також не є сталою. У перші роки відбулося знелюднення та занепад населених пунктів як у межах зони відчуження Чорнобильської АЕС, так і поза нею [4]. Виявлено несприятливі зміни кількісних та вікових характеристик населення у північних районах досліджуваних областей, які обумовлені як міграційним рухом, так і природним [5]. За типом відтворення РЗТ належать до звуженого типу. Результати обчислень медико-демографічних територіальних індексів та багатовимірної середньої (Р) свідчать, що у 2016 р. найкращою демографічна ситуація була в Овруцькому районі Житомирської (Р = 0,719), а найгіршою – у Козелецькому районі Чернігівської області (Р = 0,363) [6].

Згідно з численними узагальненнями стан здоров'я осіб, що зазнали опромінення від джерел іонізуючого опромінення техногенного походження, та їхніх нащадків, має тенденцію до погіршення та відрізняється за рівнем та структурою захворюваності, смертності та інвалідності від стану здоров'я населення умовно чистих територій країни [3]. Перспектива подальших досліджень убачається в просторово-часовому аналізі показників природного руху населення у розрізі адміністративних районів, що дасть можливість виявити ті з них, де демографічна ситуація є критичною.

Значний перерозподіл населення, руйнація інфраструктури та відсутність фахівців-радіологів під час воєнних дій на РЗТ і після їхньої деокупації унеможливує певний час проведення дозиметричного контролю на місцевості та вимірювання доз опромінення жителів. Тому є необхідність розробки еколого-дозиметричних моделей реконструкції індивідуалізованих ефективних доз зовнішнього та внутрішнього опромінення мешканців РЗТ. Цілком імовірно, що найвищі значення доз опромінення у повоєнний час будуть зосереджені у районах, де на час аварії на Чорнобильській АЕС були найвищі рівні радіаційного забруднення.

1. Експертні висновки. Національна комісія з радіаційного захисту населення України. <http://nkrzu.gov.ua/dial/eksp/>
2. Доповіді про стан довкілля. Міністерство захисту довкілля та природних ресурсів України. <https://mepr.gov.ua/news>
3. *Тридцять п'ять років Чорнобильської катастрофи: радіологічні та медичні наслідки, стратегії захисту та відродження*. Національна доповідь України (Київ, 2021) 283 с.
4. N. Gunko et. al. Demographic consequences of the Chernobyl disaster in Ukraine. Chapter 10. In: *Health Effects of the Chernobyl Accident Thirty Years Aftermath*. D. Bazyka, V. Sushko, A. Chumak, V. Chumak, L. Yanovych (Eds.) (Kyiv: DIA, 2016) p. 212.
5. Н. Омелянец, Н. Гунько, Н. Дубовая. Демографические потери Украины от Чернобыльской катастрофы. Радиационным авариям стоп. (Германия: Palmarium Academic Publishing, 2015) 193 с.
6. Н.В. Гунько, Н.В. Короткова. Інтегральне оцінювання демографічного стану радіоактивно забруднених територій України. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 25 (2020) 164.

СМЕРТНІСТЬ ВІД НЕПУХЛИННИХ ХВОРОБ УЧАСНИКІВ ЛІКВІДАЦІЇ НАСЛІДКІВ АВАРІЇ НА ЧАЕС. ПЕРІОД СПОСТЕРЕЖЕННЯ 1988 - 2021 РР.

О. А. Капустинська, К. Є. Прикащикова

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України, Київ, Україна

Вступ. Найгострішою демографічною проблемою в Україні залишається високий рівень смертності населення. Останнім часом з'являється все більше даних щодо ризику непухлинних хвороб, особливо захворювань системи кровообігу, у відповідь на низькі та помірні дози опромінення.

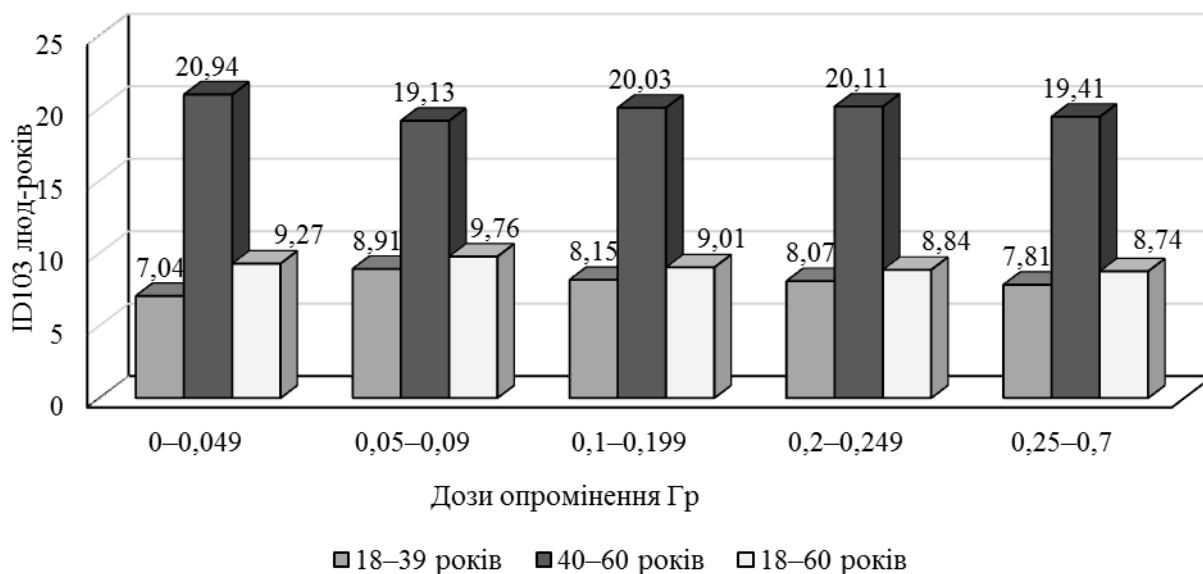
Ця робота є продовженням когортних епідеміологічних досліджень післяаварійних змін стану здоров'я учасників ліквідації наслідків Чорнобильської катастрофи.

Мета – провести описовий аналіз смертності учасників ліквідації наслідків аварії (ЛНА) 1986 - 1987 рр. на ЧАЕС (далі ліквідатори) від основних непухлинних хвороб залежно від доз іонізуючого опромінення у вікових групах.

Матеріали і методи дослідження. Досліджувана когорта ліквідаторів становила 64 762 особи чоловічої статі. Смертність ліквідаторів вивчалася за п'ятьма дозовими діапазонами за період спостереження 1988 - 2021 рр. Упродовж досліджуваного періоду для кодування хвороб було застосовано Міжнародну класифікацію хвороб МКХ-10.

Для епідеміологічного аналізу смертності вираховували коефіцієнт смертності (incidence density ІД на 10^3 люд.-років спостереження); середню похибку (m); критерій Ст'юдента (t) в учасників ЛНА з урахуванням доз радіаційного впливу.

Результати дослідження. Аналізуючи смертність учасників ЛНА залежно від дози зовнішнього опромінення всього тіла за весь період спостереження (рисунок) слід відзначити, що величина дози опромінення майже не впливала на рівень смертності.



Смертність учасників ЛНА від непухлинних хвороб залежно від віку та дози зовнішнього опромінення всього тіла за весь період спостереження (1988 - 2021 рр.)

Важливу роль у формуванні показників смертності відіграють хронічні непухлинні хвороби (таблиця).

Смертність учасників ЛНА віком 18 - 60 років найвища від хвороб системи кровообігу в усіх дозових інтервалах зовнішнього опромінення (клас IX), на другому місці – хвороби органів травлення, (клас XI) на третьому – хвороби органів дихання (клас X), на четвертому – хвороби нервової системи (клас VI).

Аналіз показників смертності від основних груп непухлинних хвороб учасників ЛНА залежно від дози зовнішнього опромінення показав таке.

За класом хвороби ендокринної системи, розлади харчування та обміну речовин (клас IV) найвищі величини смертності встановлені при дозі опромінювання 0,1 - 0,199 Гр, розладів психіки та

поведінки (клас V), хвороб нервової системи (клас VI), хвороб системи кровообігу (клас IX), хвороб органів травлення (клас XI) з дозою опромінення 0,05 - 0,09, хвороб органів дихання (клас X) з дозою опромінення < 0,049, хвороб сечостатевої системи (клас XIV) з дозою опромінення > 0,2 Гр.

Смертність від основних груп непухлинних хвороб учасників ЛНА, віком 18 - 60 років на дату аварії на ЧАЕС залежно від зовнішнього опромінення всього тіла за увесь період спостереження 1988 - 2021 рр.

Класи непухлинних хвороб за МКХ-10	Дози опромінення, Гр				
	<-0,049	0,05 - 0,09	0,1 - 0,199	0,2 - 0,249	0,25 - 0,7
Хвороби ендокринної системи, розлади харчування та обміну речовин (клас IV)	0,08 ± 0,03	0,10 ± 0,02	0,11 ± 0,02	0,09 ± 0,01	0,08 ± 0,02
Розлади психіки та поведінки (клас V)	0,14 ± 0,04	0,17 ± 0,02	0,10 ± 0,02	0,13 ± 0,02	0,07 ± 0,02
Хвороби нервової системи (клас VI)	0,26 ± 0,05	0,31 ± 0,03	0,26 ± 0,03	0,27 ± 0,02	0,20 ± 0,04
Хвороби системи кровообігу (клас IX)	6,77 ± 0,25	7,05 ± 0,16	6,69 ± 0,13	6,43 ± 0,12	6,63 ± 0,21
Хвороби органів дихання (клас X)	0,67 ± 0,08	0,63 ± 0,05	0,56 ± 0,04	0,58 ± 0,04	0,53 ± 0,06
Хвороби органів травлення (клас XI)	1,21 ± 0,10	1,32 ± 0,07	1,09 ± 0,05	1,20 ± 0,05	1,07 ± 0,08
Хвороби сечостатевої системи (клас XIV)	0,05 ± 0,02	0,11 ± 0,02	0,11 ± 0,02	0,09 ± 0,01	0,09 ± 0,02

Висновки.

1. Результати епідеміологічного дослідження засвідчили, що смертність учасників ЛНА від основних непухлинних хвороб можуть спостерігатися при малих дозах зовнішнього опромінення.

2. Максимальні величини смертності за більшості класів хвороб встановлені у діапазоні доз 0,05 - 0,09 Гр.

3. Найвищі показники смертності учасників ЛНА встановлено від хвороб системи кровообігу незалежно від дози зовнішнього опромінення.

Для підтвердження радіаційних ризиків смертності учасників ЛНА необхідні подальші більш поглиблені дослідження радіаційних ризиків нозологічних форм найбільш розповсюджених непухлинних хвороб, динаміки залежності «доза - ефект».

ВИЗНАЧЕННЯ ІНДИВІДУАЛЬНОЇ РАДІОЧУТЛИВОСТІ ЛЮДИНИ ПРИ СПІЛЬНОМУ ЗАСТОСУВАННІ МЕТОДУ КОМЕТНОГО ЕЛЕКТРОФОРЕЗУ І ЦИТОГЕНЕТИЧНОГО АНАЛІЗУ

Д. А. Курінний, Л. В. Неумержицька, М. Г. Романенко

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Вступ. Криза ядерної безпеки, що спровокована російською окупацією Запорізької АЕС із реальною загрозою ядерно-техногенної катастрофи, підвищують ризик радіаційного впливу на велику частину населення України. Ця критична ситуація вимагає від спільноти вчених удосконалених підходів до прогнозування віддалених медичних наслідків іонізуючого випромінювання (ІВ). Загальновідомо, що підвищений рівень хромосомної нестабільності, індукований дією радіації, може бути маркером радіочутливості [1]. Проте не завжди вдається запобігти хибно позитивних чи хибно негативних помилок, використовуючи тільки один метод цитогенетичного аналізу хромосом. Пропонуємо нову концепцію оцінки радіаційного впливу на людину, яка ґрунтується на комбінації класичного цитогенетичного аналізу та методу електрофорезу окремих клітин (Comet assay), що є, на сьогодні, одним із найбільш перспективних молекулярно-генетичних методів [2, 3]. Такий системний аналіз дасть змогу одночасно оцінити дію мутагенних чинників різної природи, а також факторів, що модифікують вплив мутагенів на стабільність геному соматичних клітин на різних рівнях його організації. Метод широко використовується насамперед для вимірювань пошкодження ДНК, але все частіше удосконалюється щодо оцінки здатності клітин до відновлення ДНК із часом після впливу на клітини ІВ [2, 4]. Отже, метод визначає ступінь функціонування репараційних систем, апоптичну активність клітин на різних стадіях мітотичного циклу та коректність роботи механізмів контролю на звіркових точках (checkpoints) між стадіями G1 – S, S – G2 та G2 – M. До того ж запропонований підхід дасть змогу оцінити міжіндивідуальні особливості роботи вищезазначених систем.

Доведено, що індивідуальна радіочутливість людини (ІРЛ) на цитогенетичному рівні в разі нормального чи аберантного каріотипу проявляється як вразливість хромосом у її соматичних клітинах до дії ІВ в умовах як *in vivo*, так і *in vitro* [2]. На молекулярно-генетичному рівні – низкою пошкоджень ДНК, серед яких одно- та дволанцюгові розриви, пошкодження нітрогенних основ та залишків цукрів. Вважається, що опромінення змінює стан клітинних захисних механізмів таких, як система антиоксидантного захисту, репарації ДНК, регуляції клітинного циклу і апоптозу. Серед пошкоджень ДНК, спричинених дією іонізуючого опромінення, особливу увагу привертають одно- та дволанцюгові розриви ДНК. Одноланцюгові розриви швидко репарують. Дволанцюгові розриви, не усунені в процесі репарації ДНК, призводять до цитогенетичних порушень і загибелі клітин. З іншого боку, неправильно репаровані розриви ДНК можуть викликати мутації або геномні перебудови у клітинах, що вижили [3 - 6].

Метою роботи було порівняння впливу ІВ на стабільність хромосом та пошкодження ДНК у лімфоцитах периферичної крові (ЛПК) за допомогою тестуючого радіаційного навантаження *in vitro* в дозі 1,0 Гр. Дослідження базувалося на комплексній обробці отриманих результатів класичного цитогенетичного та модифікованого нами кометного аналізу. Особливістю модифікації було культивування зразків ЛПК протягом 48 год.

Цитогенетичний аналіз дав змогу оцінити частоту та спектр хромосомних аберацій. Comet assay – численні пошкодження геному: відносний рівень одно- та дволанцюгових розривів ДНК, зміни в організації петлі хроматину (рівень активності генів), частоту апоптозу та кількість клітин із сублетальним пошкодженням ДНК, а також клітин, що припинили поділ на S-стадії циклу.

У результаті проведеної роботи було визначено оптимальні строки дії на культуру лімфоцитів мутагенних та модифікуючих мутагенний вплив факторів (0 год від початку культивування, на G0 стадії першого мітотичного циклу). Доведено, що основними критеріями визначення розвитку ІРЛ є співставлення показників чутливості хромосом до тестуючої мутагенної дії та рівня одно- та дволанцюгових розривів ДНК із паралельним аналізом апоптичної активності клітин та оцінки коректності роботи механізмів контролю на S-стадії клітинного циклу.

Наступний пірамідальний аналіз екстраполяції даних дасть змогу оцінити ІРЛ та виділити осіб із підвищеним ризиком прояву віддалених наслідків опромінення.

Висновок. Удосконалено та апробовано тест (“G0-sensitivity assay”) на культурі ЛПК для цитогенетичного та молекулярно-генетичного обстеження осіб з використанням методу кометного електрофорезу для встановлення ІРЛ. Метод визначення ІРЛ людини полягає в оцінці

ефектив індукованим тестуючим мутагеном-провокатором у культурі ЛПК в ранньому періоді мітотичного циклу (G0 стадії). Аналіз метафаз першого мітозу, частоти клітин у стані апоптозу та рівня пошкоджень ДНК при визначенні ІРЛ дає змогу виявити осіб гіперчутливих до дії різноманітних мутагенних чинників.

Оскільки поява геномних змін у клітинній популяції вважається потенційно онкогенною, підвищення частоти пошкоджень ДНК в умовах додаткового навантаження тестуючим мутагеном порівняно із середньопопуляційними значеннями є фактором ризику онкологічної патології.

1. E.A. Domina. Evaluation of the individual radiosensitivity of a person on the basis of differentiated coloring of chromosomes in peripheral blood lymphocytes. Reports of the National Academy of Sciences of Ukraine 7 (2019) 81.
2. A. Azqueta, S. Langie, A. Collins. *30 years of the Comet Assay: An Overview with Some New Insights* (Frontiers Media SA, 2015) 174 p.
3. S. Dolatabadi et al. Cell Cycle and Cell Size Dependent Gene Expression Reveals Distinct Subpopulations at Single-Cell Level. *Front. Genet.* 8 (2017) 1.
4. A. Azqueta et al. Application of the comet assay in human biomonitoring: An hCOMET perspective. *Mutat. Res. Rev. Mutat. Res.* 783 (2020) 108288.
5. A.R. Trzeciak, J. Barnes, M.K. Evans. A Modified Alkaline Comet Assay for Measuring DNA Repair Capacity in Human Populations. *Radiation Research* 169 (2008) 110.
6. W.L. Santivasi, F. Xia. Ionizing radiation-induced DNA damage, response, and repair. *Antioxid. Redox. Signal.* 21 (2014) 251.

ОЦІНКА МІШЕНЕВИХ ТА НЕМІШЕНЕВИХ ПОШКОДЖЕНЬ ГЕНОМУ В СОМАТИЧНИХ КЛІТИНАХ ЛЮДИНИ З ВИКОРИСТАННЯМ ДАНИХ ЦИТОГЕНЕТИЧНОГО АНАЛІЗУ ТА КОМЕТНОГО ЕЛЕКТРОФОРЕЗУ

Д. Курінний¹, О. Демченко¹, М. Романенко¹, Л. Неумержицька¹, С. Рушковський²

¹ Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

² Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»,
Національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Вступ. Криза ядерної безпеки, спровокована російською окупацією Запорізької АЕС, і триваюча загроза застосування тактичної ядерної зброї підвищили ймовірність опромінення великої кількості населення. Ця критична ситуація вимагає вдосконалення підходів до прогнозування медичних наслідків опромінення. Пропонуємо нову концепцію оцінки впливу радіації на людину, яка враховує ступінь пошкодження геному на всіх рівнях його організації з одночасним виявленням змін у експресії генів.

Матеріали та методи. Для встановлення інтенсивності пошкодження геному використовували метод оцінки структурних хромосомних аберацій (ChA) при культивуванні лімфоцитів периферичної крові людини (ЛПК) та нейтрального електрофорезу окремих клітин у гелі (кометний аналіз) для оцінки рівня розривів ДНК у клітинах (виражений хвостовим моментом (ТМ) для «класичних комет» і частотою «атипових комет» (клітин у стані апоптозу з екстремально фрагментованою ДНК). Зразки крові отримували через забір з вени від умовно здорових волонтерів (23 особи). Деякі культури опромінювали *in vitro* в дозі 1,0 Гр та інкубували при температурі 37 °С. Дослідження хромосом і кометний аналіз проводили через 48 год культивування.

Результати та обговорення. Запропонований підхід для оцінки індивідуальних особливостей мішеневого та немішеневого пошкодження геному ґрунтується на поєднанні результатів цитогенетичних досліджень та кометного електрофорезу ДНК окремих клітин (Comet assay). Цитогенетичний аналіз дав змогу оцінити частоту та спектр хромосомних аберацій для оцінки точності систем репарації ДНК (рис. 1).

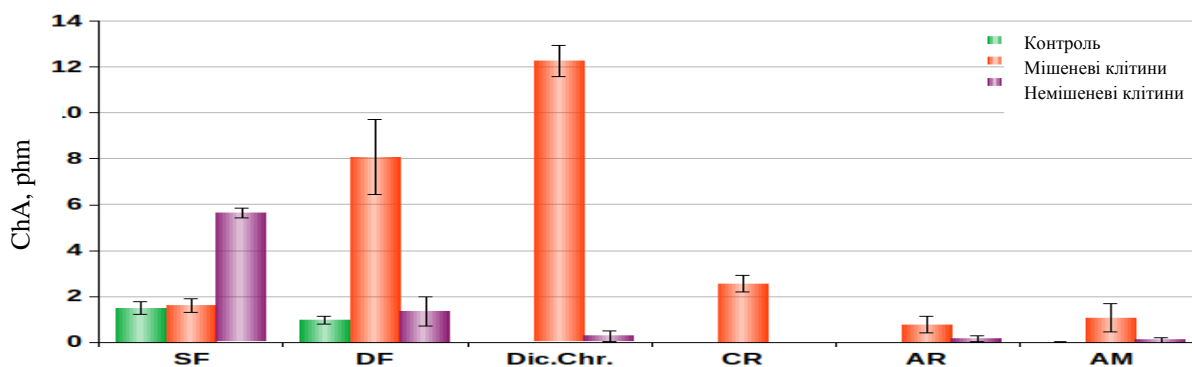


Рис. 1. Приклад спектрів хромосомних аберацій в опроміненіх (мішеневих) і клітинах-свідках (немішеневих) культурах лімфоцитів. SF – ацентричні одиночні фрагменти, DF – ацентричні подвійні фрагменти, Dic.Chr. – дицентричні хромосоми, CR – центричні кільця, AR – ацентричні кільця, AM – аномальні моноцентрики. Контроль – неопромінена культура клітин.

Comet assay використовувався для оцінки відносного рівня одно- та дволанцюгових розривів ДНК, змін в організації петель хроматину (оцінка рівня активності генів), клітин із сублетальним рівнем пошкодження ДНК та кількості клітин, що зупинилися в поділі на S-стадії клітинного циклу. Для більш детального дослідження було проаналізовано частотний розподіл клітин залежно від рівня пошкодження ДНК. Усі «комети» були розділені на 17 груп за значеннями ТМ (від 0 до 16 <) (рис. 2). Першу групу (ТМ становить 0 < 1) утворювали клітини, що зупинилися в S-стадії клітинного циклу і припинили ділитися під час проходження контрольної точки (див. рис. 2, зелене поле). Інтервал ТМ від 1 до 4 представляє клітини з різною організацією петель хроматину (фіолетовий квадрат), а остання група зі значеннями ТМ вище 16 відповідає клітинам із сублетальним рівнем пошкодження ДНК.

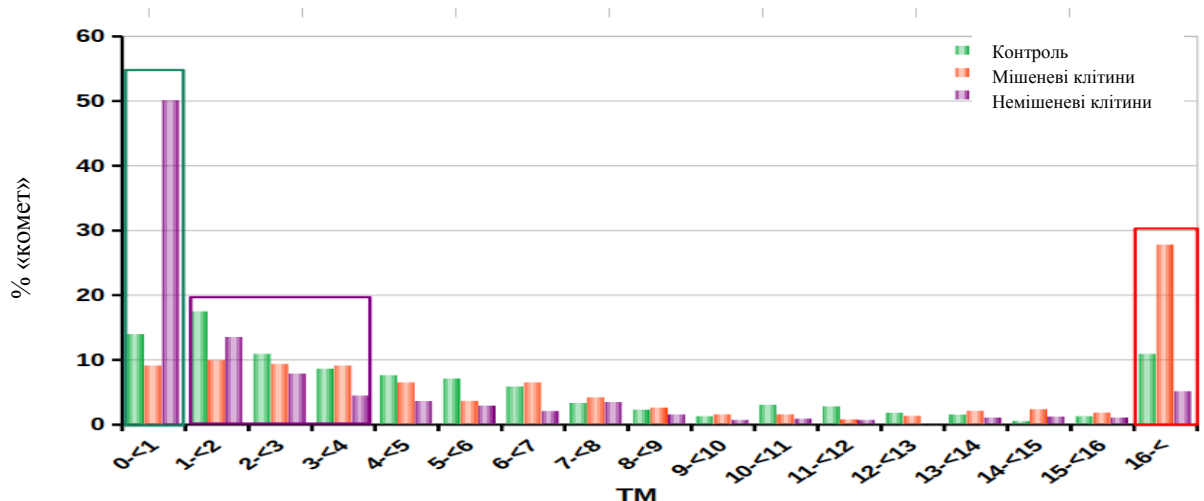


Рис. 2. Приклад розподілу частот комет за значеннями ТМ. Контроль – неопромінена культура клітин, мішеневі клітини – безпосередньо опромінена культура клітин, немішеневі клітини – культура клітин-свідків. Частотоли – пояснення в тексті.

Крім рівня пошкодження ДНК, Comet assay дає змогу розрізнити клітину в стані апоптозу та оцінити екстрамішеневий та немішеневий вплив іонізуючого випромінювання (рис. 3).

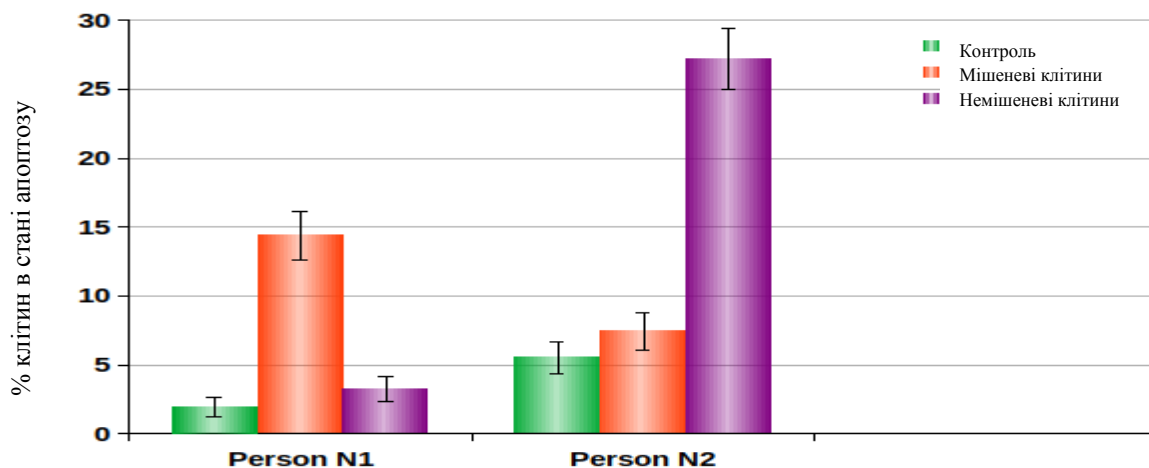


Рис. 3. Порівняння частоти клітин у стані апоптозу в опромінених (мішеневих) і клітинах-свідках (немішеневих) культурах лімфоцитів периферичної крові (для прикладу дві особи). Контроль – неопромінена культура клітин.

Висновки. Порівняння результатів, отриманих за допомогою цитогенетичного аналізу і Comet assay, дає змогу провести багатовекторний аналіз функціонування систем репарації та клітинної регуляції в опромінених і культурах клітин-свідків лімфоцитів периферичної крові людини та з'ясувати індивідуальні особливості реакції на іонізуюче випромінювання.

**ЦИТОГЕНЕТИЧНА ОЦІНКА ДОЗ ОПРОМІНЕННЯ ОСІБ ПЕРСОНАЛУ ЧАЕС
ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ КАЛІБРУВАЛЬНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ
«ДОЗА - ЕФЕКТ» ДЛЯ ДЖЕРЕЛ ^{60}Co ТА ^{137}Cs**

В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок, Л. К. Бездробна

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Підрядний персонал ДСП ЧАЕС виконував роботи в локальній зоні ЧАЕС («Укриття», «Арка») в екстремальних радіаційно-небезпечних умовах. Тому, поряд з фізичною дозиметрією застосовували і цитогенетичну. Обстежено групу персоналу із 32 осіб. У 9 з них у лімфоцитах крові було виявлене достовірне перевищення спонтанного рівня маркерів опромінення – дицентриків і центричних кілець із супровідним парним фрагментом. Дози опромінення визначали за калібрувальними залежностями «доза - ефект» у лімфоцитах за гострого гамма-опромінення крові *in vitro* в дозах 0,1 - 1,0 Гр для джерела ^{60}Co , отриманої в [1] і власної для ^{137}Cs [2]. Калібрувальну залежність для ^{137}Cs застосували, оскільки у віддалений період після аварії основну роль у формуванні доз у зоні ЧАЕС відіграє зовнішнє опромінення, що практично повністю обумовлено ^{137}Cs [3]. Енергії гамма-квантів ^{137}Cs та ^{60}Co відрізняються (0,66 та 1,25 МеВ відповідно) і на теперішній час їхня цитогенетична ефективність не доведена.

Опромінення підрядного персоналу було фракціонованим упродовж декількох місяців. Тому індивідуальні дози опромінення осіб персоналу оцінювали за лінійною частиною лінійно-квадратичних рівнянь, що описують калібрувальні дозові залежності виходу нестабільних обмінів із супровідним парним фрагментом:

$$Y_{\text{ДЦЗПФ}} = (0,00087 \pm 0,00046) + (0,03052 \pm 0,00787) D, \quad [1]$$

$$Y_{\text{ДЦЗПФ} + \text{ЦКЗПФ}} = (0,00093 \pm 0,00029) + (0,02984 \pm 0,00492) D, \quad [1]$$

$$Y_{\text{ДЦЗПФ} + \text{ЦКЗПФ}} = (0,0003 \pm 0,0003) + (0,0307 \pm 0,0111) \cdot D. \quad [2]$$

Результати оцінки доз опромінення осіб із персоналу ДСП ЧАЕС за калібрувальними залежностями для ^{137}Cs та ^{60}Co наведено у таблиці. Порівняння оціночних «біологічних» доз, розрахованих для кожної особи на підставі обох калібрувальних залежностей, не виявило достовірних відмінностей, проте, дози розраховані для джерела ^{137}Cs тенденційно вищі, ніж дози, розраховані для ^{60}Co (на 6 - 17 %). Різниця у величинах доз за двома оцінками для окремої особи зменшується з підвищенням частоти індукованих обмінів на клітину.

Слід зазначити, що калібрувальна залежність для ^{60}Co була побудована з дотриманням методичних вимог МАГАТЕ 2001 р., а для ^{137}Cs – 2011 р. За останніми рекомендаціями [4], на відміну від попередніх, калібрувальну залежність «доза - ефект» досліджували після двогодинної пострадіаційної інкубації зразків крові при температурі 37 °С. Логічно припустити, що якби калібрувальні залежності для ^{60}Co були досліджені за таких же умов, різниця між оціненими поглиненими дозами опромінення для окремих осіб була б більш значимою. Розраховані за власною залежністю «доза - ефект» для джерела ^{137}Cs індивідуальні «біологічні» дози 9 осіб становили від 120,5 до 706,8 мГр і суттєво перевищували дані фізичної дозиметрії.

1. N.A. Maznyk, V.A. Vinnikov. Calibration dose-response relationships for cytogenetic biodosimetry of recent and past exposure to low dose gamma-radiation. *Ukrainian Journal of Radiology* 12 (2004) 415.
2. В.А. Курочкіна та ін. Калібрувальна залежність «доза - ефект» за частотою нестабільних хромосомних обмінів у лімфоцитах людини за гострого гамма-опромінення ^{137}Cs в низьких дозах для біологічної дозиметрії. *Ядерна фізика та енергетика* 22 (2021) 167.
3. S.Yu. Nechaev et al. Ensuring of biophysical monitoring of internal exposure during work on transformation of the object "Shelter" into an ecologically safe system, summary for the period 2004-2012. *Environment & Health* 1 (2013) 39.
4. International Atomic Energy Agency. *Cytogenetic Dosimetry: Applications in Preparedness for and Response to Radiation Emergencies* (Vienna: IAEA, 2011) 229 p.

Цитогенетична оцінка дози наднормованого опромінення осіб із підрядного персоналу ДСП ЧАЕС

Код особи	Кількість клітин	Дицентрики і центричні кільця з фрагментом		Розрахована "біологічна" доза з 95 % довірчим інтервалом, мГр з використанням калібрувальної кривої для джерела:		Доза опромінення згідно з даними фізичної дозиметрії, мЗв за останній цикл роботи / сумарна	
		кількість	частота на клітину з 95 % довірчим інтервалом	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co	зовнішнього	внутрішнього
7 пС	500	3*	0,006*** (0,00164 - 0,0162)	185,7 (31,0 - 560,0)	168,01 (25,0 - 502,0)	5,82 / 5,82	0,2 / 0,2
4 пКз	1000	4*	0,004*** (0,00137 - 0,0096)	120,5 (26,0 - 323,0)	102,6 (16,4 - 286,0)	9,95 / 23,83	0 / 0,4
58 пКз	370	3*	0,008*** (0,0027 - 0,0270)	250,8 (44,0 - 750,0)	233,6 (60,0 - 856,7)	9,63 / 44,17	0 / 1,0
70пК	1000	4*	0,004**** (0,00137 - 0,00960)	120,5 (26,0 - 323,0)	102,6 (16,4 - 286,0)	16,27 / 28,48	0,6 / 0,8
72пЖ	375	3**	0,008**** (0,00218 - 0,02160)	250,8 (44,0 - 750,0)	236,9 (41,9 - 692,6)	25,21 / 25,21	0,3 / 0,3
80пХм	1000	7**	0,007**** (0,00328 - 0,01376)	218,2 (82,0 - 459,0)	203,4 (78,7 - 429,9)	25,95 / 25,95	1,4 / 1,4
86пК	1000	4*	0,004**** (0,00137-0,00960)	120,5 (26,0 - 323,0)	102,6 (16,4 - 286,0)	20,94 / 38,16	2,3 / 3,5
87пП	1000	12**	0,012**** (0,00669 - 0,02033)	381,1 (192,0 - 671,0)	371,0 (193,0 - 650,1)	27,2 / 44,34	2,4 / 3,6
94пК	500	11**	0,022**** (0,01065 - 0,03810)	706,8 (248,0 - 1267,0)	706,1 (325,7 - 245,6)	30,23 / 40,16	0,5 / 0,6
Неопромінений контроль	10118	5*	0,0005 ± 0,0002 (0,0002 - 0,0011)	0	0	0	0

* ДЦ з ПФ.

** ДЦ з ПФ+ ЦК з ПФ, вірогідна відмінність від групи неопроміненого контролю.

*** p < 0,01.

**** p < 0,0.

НЕЙРОПСИХОЛОГІЧНІ ОСОБЛИВОСТІ В УЧАСНИКІВ ЛІКВІДАЦІЇ НАСЛІДКІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ У ВІДДАЛЕНИЙ ПІСЛЯВАРІЙНИЙ ПЕРІОД ТА В ОСІБ, ЯКІ ЗАЗНАЛИ РАДІАЦІЙНОГО ВПЛИВУ ЗА РІЗНИХ УМОВ ОПРОМІНЕННЯ ПІД ЧАС ВОЄННОГО СТАНУ В УКРАЇНІ

К. В. Куц, І. В. Перчук, К. Ю. Антипчук, Г. Ю. Крейніс

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини» НАМН України, Київ, Україна

Актуальність та значимість роботи зумовлена необхідністю розширення наукових знань і уявлень про вплив іонізуючого випромінювання на головний мозок людини, як при аварійному, так і при професійному опроміненні, а також при дії комплексу чинників (поєднання впливу іонізуючого випромінювання зі стресовими чинниками воєнного часу) для удосконалення радіаційної безпеки і радіологічного захисту населення та працівників атомної промисловості при потенційних радіаційних надзвичайних ситуаціях – аваріях на ядерних реакторах, ядерному тероризмі, а також застосуванні тактичної і стратегічної ядерної зброї.

Об’єкт дослідження – особливості нейропсихологічних характеристик у 22 осіб чоловічої статі, які були опромінені у дорослому віці внаслідок Чорнобильської катастрофи, 35 осіб чоловічої статі у віці на момент обстеження 24 - 71 рік ($M \pm SD$: 48,6 \pm 9,3 років), які зазнали професійного неаварійного опромінення з неперевищеними гранично допустимими дозами (працівників ДСП ЧАЕС) і зазнали впливу стресу внаслідок повномасштабної війни з російською федерацією та перебування в окупації на ЧАЕС під контролем російських військових з 24 лютого по 31 березня 2022 р., а також 16 неекспонованих осіб групи порівняння (усі чоловіки). Дози опромінення працівників ДСП ЧАЕС за період окупації ЧАЕС з 24 лютого по 31 березня 2022 р. були в діапазоні 0,1 - 0,64 мЗв при середній арифметичній дозі $M \pm SD$: 0,25 \pm 0,15 мЗв, середній геометричній дозі 0,22 мЗв, медіанній дозі 0,20 мЗв.

Нейропсихологічні дослідження верифікували в учасників ліквідації наслідків аварії (УЛНА) та працівників ДСП ЧАЕС наявність психопатологічних проявів та нейрокогнітивної дисфункції. Зокрема, когнітивні порушення відповідають рівню легкого когнітивного порушення (ЛКП). Дезадаптивних когнітивних порушень, що сягали ступеню деменції, не було виявлено в жодному випадку. Експертна оцінка ступеня когнітивних порушень здійснювалася за Монреальською шкалою когнітивної оцінки (MoCA), згідно з якою загальний бал < 26 засвідчує наявність легких когнітивних порушень. Достовірних міжгрупових розбіжностей виявлено не було ($p = 0,31$ для двобічного точного критерія Фішера) при наявності деяких тенденцій до збільшення частоти ЛКП у групах УЛНА та ДСП ЧАЕС відносно групи порівняння (табл. 1). Проте середній бал за даною шкалою як в УЛНА, так і в групі ДСП ЧАЕС виявився достовірно нижчим, ніж у групі порівняння ($p < 0,01$).

Таблиця 1. Вираженість когнітивних порушень у групах обстеження

Ступінь когнітивних порушень	УЛНА, n = 22	ДСП ЧАЕС n = 24	Група порівняння, n = 16
	(абсолютні та відносні величини)		
Відсутні	11 (0,50)	14 (0,58)	12 (0,75)
ЛКП	11 (0,50)	10 (0,42)	4 (0,25)
Деменція	0 (0,0)	0 (0,0)	0 (0,0)

УЛНА мають підвищений рівень посттравматичних стресових розладів (ПТСР) за шкалою Горовіца, а також вищий загальний бал за шкалою оцінки психопатології (BPRS) відносно групи порівняння ($p < 0,05$). Більша вираженість психопатології в УЛНА на ЧАЕС виявилась і відносно групи ДСП ЧАЕС ($p < 0,05$). УЛНА погано оцінюють стан свого здоров’я завдяки соматизації, підвищенню рівня тривоги/неспанню, соціальної дисфункції та депресії (за шкалами GHQ-28 та самооцінки депресії Zung) (табл. 2).

Таблиця 2. Нейропсихологічні показники у групах обстеження (M ± SD)

Шкала, тест, показник	УЛНА, n = 22	Працівники ДСП ЧАЕС n = 24	Група контролю, n = 16
	(M ± SD)		
Загальна психопатологія за короткою психіатричною оціночною шкалою (BPRS)	17,3 ± 2,5*	9,0 ± 5,4	12,9 ± 3,7#
Когнітивне функціонування за Монреальською когнітивною шкалою (MoCA)	24,8 ± 2,0***	24,8 ± 3,2***	27,3 ± 1,4
Шкала самооцінки впливу подій (IES)	27,0 ± 3,3**	—	4,5 ± 2,2
Шкала самооцінки дратівливості (IDA)	0,6 ± 0,2	—	0,5 ± 0,3
Сумарний бал опитувальника загального здоров'я (GHQ-28 sum)	30,0 ± 13,3	27,50 ± 16,22	24,9 ± 10,8
Соматизація, GHQ-28A	8,5 ± 4,3	7,9 ± 4,3	7,2 ± 3,5
Тривога і дисомнія, GHQ-28B	8,1 ± 5,1	8,0 ± 5,2	7,1 ± 3,4
Соціальна дисфункція, GHQ-28C	10,3 ± 3,2	9,0 ± 4,0	8,4 ± 3,2
Тяжка депресія, GHQ-28D	3,2 ± 3,2	4,2 ± 5,2	2,1 ± 2,6
Шкала самооцінки депресії Зунга (SDS)	52,2 ± 9,4**	49,44 ± 12,57*	44,2 ± 10,2

* Вірогідність розбіжностей відповідно до групи порівняння з рівнем статистичної значущості $p < 0,05$.

** $p < 0,01$.

*** $p < 0,001$ відповідно за t-критерієм Стьюдента.

Вірогідність розбіжностей відповідно до групи ДСП ЧАЕС з рівнем статистичної значущості $p < 0,05$.

$p < 0,01$.

$p < 0,001$ відповідно за t-критерієм Стьюдента.

В УЛНА на ЧАЕС виявлено нейропсихологічні ознаки вираженого органічного ураження головного мозку, продемонстровані виражені порушення інформаційних та когнітивних процесів головного мозку, що обумовлює необхідність подальших досліджень з метою своєчасного виявлення ознак дезадаптивного нейрокогнітивного дефіциту (деменції).

У працівників ДСП ЧАЕС, які перебували на робочих місцях в умовах окупації об'єкту російськими військовими у 2022 р., виявлений ексцес пов'язаних зі стресом та соматоформних розладів, переважно за рахунок посттравматичного стресового розладу (ПТСР), що з найбільшою вірогідністю є нейропсихологічною відповіддю на пролонгований психоемоційний стрес, викликаний перебуванням в умовах окупації.

Результати дослідження дають змогу уточнити уявлення щодо формування радіаційного та асоційованого зі стресом ураження головного мозку. Ці дані особливо важливі для планування заходів на випадок радіаційних аварій, техногенних катастроф, терористичних атак з використанням «брудної бомби», ядерної зброї і масового переопромінення населення.

ВПЛИВ ФАКТОРІВ МІКРООТОЧЕННЯ ОПРОМІНЕНИХ МИШЕЙ BALB/C НА ГЕМОПОЕТИЧНІ КЛІТИНИ-ПОПЕРЕДНИКИ У КУЛЬТУРІ ДИФУЗІЙНИХ КАМЕР *IN VIVO*

І. З. Руссу, Д. І. Білько, Н. М. Білько

Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Гемопоетичні стовбурові клітини кісткового мозку та їхні найближчі нащадки, клітини-попередники, володіють високою радіочутливістю, зокрема, порівняно із більш стійкими мезенхімальними клітинами, що формують кровотворне мікрооточення. Проте серед стромальних клітин також присутні субпопуляції, які значною мірою піддаються дії опромінення, внаслідок чого може змінюватися, зокрема, рівень синтезу регуляторних факторів. Отже, за дії іонізуючої радіації ураження гемопоетичної системи зумовлюється як прямим ушкодженням кровотворних клітин, так і порушеннями у регуляторних функціях строми. Тому важливою є розробка культуральних моделей, які дають змогу оцінити вплив мікрооточення на гемопоез, зокрема, за дії іонізуючої радіації.

Метою дослідження була оцінка впливу факторів, що виділяються гемопоетичним мікрооточенням опромінених мишей Balb/C, при культивуванні гемопоетичних клітин-попередників у дифузійних камерах *in vivo*, за умов гострого і тривалого опромінення мишей у дозі близько 0,2 Гр.

Моделі опромінення тварин було розроблено в Інституті проблем безпеки атомних електростанцій НАН України. Першу групу склали тварини, піддані зовнішньому гострому гамма-опроміненню протягом 4 год у дозі 0,19 Гр через розміщення їх на атестованих джерелах іонізуючої радіації. Другу групу склали миші, яких піддали зовнішньому тривалому опроміненню протягом 6 міс у дозі 0,24 Гр із використанням заздалегідь створених платформ для тривалої експозиції тварин. До контрольної групи входили інтактні тварини відповідного віку, яких утримували у стандартних умовах віварію. Всього було використано 27 мишей Balb/C.

Кістковий мозок для культивування у дифузійних камерах вилучали зі стегнових кісток інтактних мишей Balb/C із дотриманням умов стерильності, після чого оцінювали життєздатність та кількість клітин. На основі повного живильного середовища із додаванням сироватки та антибіотиків готували культуральну суспензію, яку змішували із напіврідким агаром та вносили у дифузійні камери. Мишей-реципієнтів камер із опромінених та контрольної груп оперували із використанням анестезії, вносили камери у їхню черевну порожнину та здійснювали культивування клітин протягом 11 діб.

Культивування гемопоетичних клітин у системі дифузійних камер *in vivo* дало оцінку стану гемопоетичного мікрооточення у кістковому мозку тварин, які зазнали дії іонізуючої радіації. Внаслідок опромінення в організмі тварини-реципієнта виділяється ряд ростових факторів, які впливають на власний гемопоез, та при цьому потрапляють у периферійну кров і здійснюють вплив на клітини у дифузійних камерах. Дослідження ефективності колонієутворення гемопоетичних клітин-попередників у культурі *in vivo* дало змогу виявити суттєві відмінності між групами опромінених тварин та контролем. Зокрема, спостерігалось значне підвищення кількості колонієутворюючих одиниць у групі тварин, яких піддали гострому одноразовому опроміненню ($49,1 \pm 3,3$ КУО на 100 тис. експлантованих клітин) порівняно із контролем, де цей показник становив лише $9,2 \pm 1,9$ КУО. У той же час у групі тварин тривалого опромінення кількість колонієутворюючих одиниць була також підвищена ($30,7 \pm 2,8$ КУО на 100 тис. експлантованих клітин), проте меншою мірою.

Отже, мезенхімальні стромальні клітини кісткового мозку опромінених тварин реагували на вплив іонізуючої радіації виділенням ряду ростових факторів, що здатні стимулювати проліферацію гемопоетичних клітин у дифузійних камерах *in vivo*. Більш суттєвим цей вплив був у групі тварин, яких піддали гострому одноразовому опроміненню у дозі 0,19 Гр, порівняно із групою тривалого опромінення у дозі 0,24 Гр. Це може пояснюватися певною адаптацією організму під час хронічного опромінення низькими дозами, зокрема, відповідними змінами у функціонуванні гемопоетичного мікрооточення за таких умов.

Культуральна система із використанням дифузійних камер *in vivo* дала належну оцінку впливу ростових факторів, які виділяються стромою кісткового мозку в опроміненому організмі, на гемопоетичні стовбурові клітини та клітини-попередники інтактних тварин.

РАДІАЦІЙНА БЕЗПЕКА ТА ПРОТИРАДІАЦІЙНИЙ ЗАХИСТ ВІЙСЬКОВОСЛУЖБОВЦІВ – ОЦІНКА ЧИННОЇ НОРМАТИВНОЇ БАЗИ В УКРАЇНІ

Л. В. Рушак¹, О. М. Іванько², В. А. Потапчук¹, Д. О. Рушак¹, Д. А. Бази́ка³, А. А. Чумак³

¹ Українська військово-медична академія, Київ, Україна

² Військова частина А4615, Дніпро, Україна

³ Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Російська агресія – безпрецедентна по віроломству і терористично-геноцидній спрямованості. В Україні вперше в світі відбулася окупація цивільних ядерних об'єктів. У період з 24 лютого по 31 березня 2022 р. в окупації перебувала зона відчуження і зона безумовного (обов'язкового) відселення Чорнобильської АЕС, низка підприємств, розташованих у ній та діяльність яких пов'язана з поводженням з відпрацьованим ядерним паливом, радіоактивними відходами і джерелами іонізуючого випромінювання. Усунення наслідків окупації зони відчуження та Чорнобильської АЕС продовжується донині. Руйнувань зазнала розміщена у Харкові ядерна підкритична установка «Джерело нейтронів». Захоплена 4 березня 2022 р. Запорізька АЕС перебуває в окупації дотепер. Не виключено застосування країною-агресором тактичної ядерної зброї. Тому питання радіаційної безпеки та протирадіаційного захисту військовослужбовців є актуальними.

Основним нормативним документом з організації радіаційної безпеки і протирадіаційного захисту як персоналу та населення в Україні, так і військовослужбовців на даний час у повсякденних умовах і на випадок радіаційних аварій з 1998 р. і дотепер є Державні гігієнічні нормативи «Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97)» [1], метою якого є встановлення вимог до всіх видів діяльності людини, пов'язаної з використанням джерел іонізуючого випромінювання.

Вимоги і норми НРБУ-97 орієнтовані тільки на три категорії осіб: категорія А (персонал) – особи, які постійно чи тимчасово працюють безпосередньо з джерелами іонізуючих випромінювань; категорія Б (персонал) – особи, які безпосередньо не зайняті роботою з джерелами іонізуючих випромінювань, але у зв'язку з розташуванням робочих місць у приміщеннях та на промислових майданчиках об'єктів з радіаційно-ядерними технологіями можуть отримувати додаткове опромінення; категорія В – усе населення. Військовослужбовці прирівнюються до категорії В.

На сьогодні в Україні відбувається перехід на нові норми радіаційної безпеки згідно із проектом наказу Міністерства охорони здоров'я України «Про затвердження Державних санітарних норм та правил «Норми радіаційної безпеки України. Забезпечення санітарного та епідемічного благополуччя населення в планових ситуаціях опромінення. НРБУ-2021-П» [2].

Під час перегляду НРБУ-97 [1] та переходу на НРБУ-2021-П [2] категоризація персоналу проводиться відповідно до стандартів ЄС [3], але знову не розглядаються питання опромінення такої категорії як військовослужбовці під час виконання бойових (спеціальних) завдань.

Ситуації опромінення є одними з ключових концептуальних понять у нових документах. Нові міжнародні норми радіаційної безпеки GSR Part 3 [4] та Директива 2013/59/Євратом [5] визначають прийнятні на сьогодні рівні опромінення не взагалі, а відповідно до ситуації, в якій це опромінення відбувається. Цими документами в непередбачуваних ситуаціях за дозволом відповідних державних органів влади, допускається підвищене планове опромінення персоналу у дозі до 250 мЗв, що становить 5 максимальних лімітів дози.

У виняткових випадках, при виконанні робіт з метою збереження життя людей, мають бути застосовані усі можливі заходи для того, щоб особи з числа аварійного персоналу, які виконують ці роботи, не могли мати детерміністичних ефектів, тобто отримана еквівалентна доза на будь-який з органів (включаючи рівномірне опромінення всього тіла) не повинна перевищувати 500 мЗв. Однак на даний час не визначено, хто дає дозвіл на такі високі дози опромінення аварійного персоналу.

Відповідно до Положення про Міністерство оборони України, затвердженого постановою Кабінету Міністрів України від 26 листопада 2014 р. № 671 (у редакції постанови Кабінету Міністрів України від 19 жовтня 2016 р. № 730) [6], та з метою вдосконалення функціонування системи попередження і оповіщення про хімічну, біологічну, радіологічну та ядерну загрозу (інцидент) у Міністерстві оборони (МО) України та Збройних Силах України (ЗСУ) розроблено Інструкцію з функціонування системи попередження і оповіщення про хімічну, біологічну, радіологічну та ядерну загрозу (інцидент) у МО України та ЗСУ.

Інструкція визначає завдання, склад сил і засобів, порядок функціонування та управління системи попередження і оповіщення про хімічну, біологічну, радіологічну та ядерну загрозу (інцидент) у МО

України та ЗСУ. Згідно з цією інструкцією система попередження і оповіщення про хімічну, біологічну, радіологічну та ядерну загрозу (інцидент) призначена для функціонування алгоритму прогнозування наслідків, виявлення фактів (місць) застосування хімічних речовин, біологічних агентів, радіоактивних речовин та ядерної зброї, інцидентів, пов'язаних з викидом (загрозою викиду) токсичних промислових матеріалів; збору, узагальнення, аналізу та передачі даних про хімічну, біологічну, радіаційну обстановку та своєчасного оповіщення органів військового управління, з'єднань, військових частин, військових навчальних закладів, установ, організацій та підвідомчих об'єктів МО України та ЗСУ.

Деякі питання медичного захисту військ від радіаційного фактору викладені у Настанові з медичного забезпечення ЗСУ на особливий період (Наказ Генерального штабу ЗСУ від 11.02.2019 р. № 60).

У 2020 р. Наказом Командувача Сил підтримки ЗСУ від 10.12.2020 р. № 88 затверджена Настанова з порядку організації радіаційної безпеки у ЗСУ, що встановлює єдині вимоги та правила при здійсненні заходів радіаційної безпеки та радіаційного контролю під час використання джерел іонізуючого випромінювання та поводження з радіоактивними відходами у ЗСУ, а також визначає порядок проведення перевірки стану радіаційної безпеки у військах (силах). Згідно з цим документом індивідуальний контроль за опроміненням особового складу, який постійно або тимчасово працює з джерелами іонізуючого випромінювання (ДІВ), полягає у вимірюванні експозиційних доз гамма-випромінювання та їх реєстрації.

Вимірювання доз гамма-випромінювання здійснюється з використанням штатних дозиметричних приладів, що пройшли чергове метрологічне калібрування на точність показань та закріплені за конкретною особою, яка постійно або тимчасово працює безпосередньо з ДІВ. Калібрування дозиметричних приладів проводиться відповідно з вимогами технічної документації, але не менше одного разу на півроку. Результати індивідуального контролю опромінення особового складу заносяться до Журналу та картки обліку індивідуальних доз опромінення. Індивідуальний контроль є обов'язковим для особового складу, який за умовами роботи може отримати за рік більше 0,3 річного ліміту допустимої дози. Для особового складу, який за умовами роботи не може отримати за рік дозу більше 0,3 річного ліміту допустимої дози, проведення індивідуального контролю за опроміненням з використанням вимірювачів доз не є обов'язковим. При цьому зберігається контроль потужності експозиційної дози та оцінка опромінення особового складу за цими даними.

Однак у жодному з представлених документів не визначено допустимі рівні доз для військово-службовців під час виконання бойових (спеціальних) завдань на воєнний час.

Висновок. Питання унормування радіаційного чинника на випадок надзвичайних ситуацій техногенного і соціально-політичного характеру є важливими, їх невирішеність може створювати значні проблеми організації протирадіаційного захисту військ та населення на випадок застосування ядерної зброї чи радіаційних аварій в особливий період і потребують нагального вирішення. Очевидною є необхідність розробки нормативних документів щодо реагування та планування безперервної діяльності з реагування на потенційні ядерні та радіаційні загрози у період воєнного стану, включаючи взаємозв'язки на всіх рівнях управлінської вертикалі та способи комунікації в разі реалізації загрози.

1. Про введення в дію Державних гігієнічних нормативів «Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97)»: постанова МОЗ України, Головного державного санітарного лікаря від 01.12.1997 № 62.
2. Проект наказу МОЗ України «Про затвердження Державних санітарних норм та правил «Норми радіаційної безпеки України. Забезпечення санітарного та епідемічного благополуччя населення в планових ситуаціях опромінення. НРБУ-2021-П»».
3. В.І. Богорад та ін. Питання категоризації персоналу під час перегляду НРБУ-97 відповідно до стандартів ЄС. *Ядерна та радіаційна безпека* 4(92) (2021) 19.
4. IAEA Safety Standards for Protecting People and the Environment. Radiation Protection and Safety of Radiation Sources: International Basic Safety Standards. General Safety Requirements. Part 3. (Vienna: IAEA, 2014) 471 p.
5. Директива ради 2013/59/Євратом від 5 грудня 2013 року про встановлення основних норм безпеки для захисту від загроз, зумовлених впливом іонізуючого випромінювання, і скасування директив 89/618/Євратом, 90/641/Євратом, 96/29/Євратом, 97/43/Євратом і 2003/122/Євратом.
6. Кабінет Міністрів України. Постанова від 26 листопада 2014 р. № 671. Про затвердження Положення про Міністерство оборони України.

EFFECTS OF LONG-TERM RADIATION EXPOSURE ON SOMATIC MUTAGENESIS IN REPRESENTATIVES OF SMALL RODENT NATURAL POPULATIONS FROM THE CHORNOBYL EXCLUSION ZONE

N. M. Riabchenko, O. O. Burdo, A. I. Lypka

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

From the point of view of a modern ecocentric approach to radiological protection, radiobiological and radioecological studies of small mammals from the Chornobyl Exclusion Zone (CEZ) in the remote period after the accident provide a unique opportunity to obtain *in situ* data on the adaptation of “non-human” biota to low-dose chronic exposure. Animals within this territory are constantly exposed to radiation: external, due to radionuclides accumulated mainly in soil and soil litter, and internal – due to incorporated radionuclides that enter the body with food and air. Representatives of the genera *Myodes* and *Apodemus* are among the dominant species on the territory of the CEZ, which for many years have been used in radiobiological and radioecological studies of the consequences of the Chornobyl accident, in particular, radiation-induced pathologies of the blood system and cytogenetic markers of genome instability. For more than 10 years, the Department of Radiobiology and Radioecology of the Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine has been carrying out cytogenetic monitoring of indicator murine species on the territories of the CEZ with different levels of radionuclide contamination. For the first time, specialists of the department have started comprehensive radiobiological studies on the areas of the former cooling pond (CP) of the ChNPP under the conditions of the man-made transformation of a radiation-contaminated water ecosystem into a terrestrial one.

The presented work aimed to study somatic mutagenesis according to the frequency of cytogenetic markers in the bone marrow cells in the representatives of small rodent natural populations from the CEZ in a remote period after the Chornobyl accident.

Materials and methods. Cytogenetic examinations were carried out in groups of representatives of the genera *Myodes* and *Sylvaemus* inhabiting CEZ areas with different levels of radionuclide pollution, the coastline, and drained areas of the former CP. The genotoxic damage was evaluated according to the frequency of polychromatophilic erythrocytes (PCE) in the bone marrow (BM) with micronuclei (MNPCE) using flow cytometry, and chromosome aberrations in BM cells. Reference animals were from the Mizhrichynsky Regional Landscape Park characterized by natural background radiation levels.

Results and conclusions. A comparative analysis of the results of long-term cytogenetic examinations of the bank vole population shows that 37 years after the Chornobyl accident there are statistically significant differences in the levels of cytogenetic markers in the BM cells of bank voles (*Myodes glareolus*) from the highly contaminated areas of the CEZ if compared to the referent group. During the period of observations, multidirectional dynamics of their frequency were observed.

In 2015 - 2016 and 2020, a significant increase in the frequency of MNPCE in the BM was registered in the bank voles from Yaniv area in comparison with the reference group and animals from this area examined during previous years. In our opinion, the observed variations in MNPCE frequencies were the consequences of the combined effect of radiation and extremely natural and climatic factors, in particular, the long-term flooding of the experimental site in 2014, as well as a forest fire in 2020, which may lead to the redistribution of radionuclides in the “soil-plant-animal” chain, as well as to the active movement of animals from nearby areas. The average group frequency of MNPCE was $14.7 \pm 0.8 \%$ and $10.9 \pm 2.2 \%$, respectively, compared with $2.9 \pm 0.4 \%$ and $3.7 \pm 0.3 \%$ in the referent groups. Dicentric and an increased level of Robertsonian fusion-like configurations were found in the spectrum of chromosome aberrations in the groups of the exposed animals.

Cytogenetic analysis did not reveal statistically significant differences in the frequency of MNPCE in BM cells of the bank voles from the drained areas of the CP (site 1) in comparison with animals from the coastline (site 2) and other experimental sites within the CEZ. In the voles from drained areas, levels of ^{137}Cs accumulation were 2 times higher than in animals from coastal sites, the content of ^{90}Sr in the skeleton was significantly lower, but this did not significantly affect the frequency of MNPCE. Similar data were obtained during the examination of the yellow-necked mouse (*Sylvaemus tauricus*) from these territories. However, for this species, no significant difference in the frequency of cytogenetic anomalies between referent animals and from the CP drained area was found, probably due to the high variability of the marker in both groups.

The obtained results indicate that in a long period after the Chornobyl accident, despite the decrease in the radiation load on the biota over time, we observe chromosomal instability of somatic cells of the exposed animals as a result of radiation-induced transgenerational genome instability, which may manifest itself under the combined impact of radiation and environmental stressors.

ДОСВІД МЕДИЧНОЇ ЕКСПЕРТИЗИ ВСТАНОВЛЕННЯ ЗВ'ЯЗКУ ЗАХВОРЮВАНЬ, ЩО ПРИЗВЕЛИ ДО ІНВАЛІДНОСТІ ТА СМЕРТІ, З ВПЛИВОМ РАДІАЦІЙНОГО ОПРОМІНЕННЯ ТА ІНШИХ ШКІДЛИВИХ ЧИННИКІВ ВНАСЛІДОК ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ (35 РОКІВ)

В. О. Сушко, О. О. Колосинська

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Вступ та мета роботи. Чорнобильська катастрофа (ЧК) призвела до радіаційного опромінення понад 3,5 млн осіб. Серед них персонал Чорнобильської АЕС (ЧАЕС) та допоміжних підприємств, фахівці радіаційного захисту, учасники ліквідації наслідків аварії (ЛНА) різних спеціальностей, у тому числі військовослужбовці, жителі м. Прип'ять та 30-кілометрової зони ЧАЕС (включаючи дітей), які були евакуйовані в перші дні після аварії та населення радіоактивно забруднених територій. Втрата здоров'я, інвалідність та смерть внаслідок впливу радіаційного опромінення в умовах ЧК при виконанні професійних, військових або службових обов'язків та/або проживання на радіаційно забруднених територіях не з власної вини потребували розробки спеціальної форми медичної експертизи в рамках системи медико-соціального захисту цих контингентів. Для вирішення цієї проблеми з 1988 р. працює система медико-соціальної експертизи причинно-наслідкового зв'язку захворювань, що призводять до інвалідності та смерті, з впливом наслідків аварії на ЧАЕС (далі – медичної експертизи), провадження якої покладено на Центральну міжвідомчу експертну комісію МОЗ України (ЦМЕК) на базі ННЦРМ. Метою роботи є узагальнення результатів медичної експертизи для визначення напрямків оптимізації медичної та соціальної допомоги постраждалим.

Матеріал та методи. Робота ґрунтується на аналізі та узагальненні державного реєстру постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС та більше 72 000 персональних медичних експертних справ постраждалих, що були розглянуті ЦМЕК впродовж 1988 - 2023 рр.

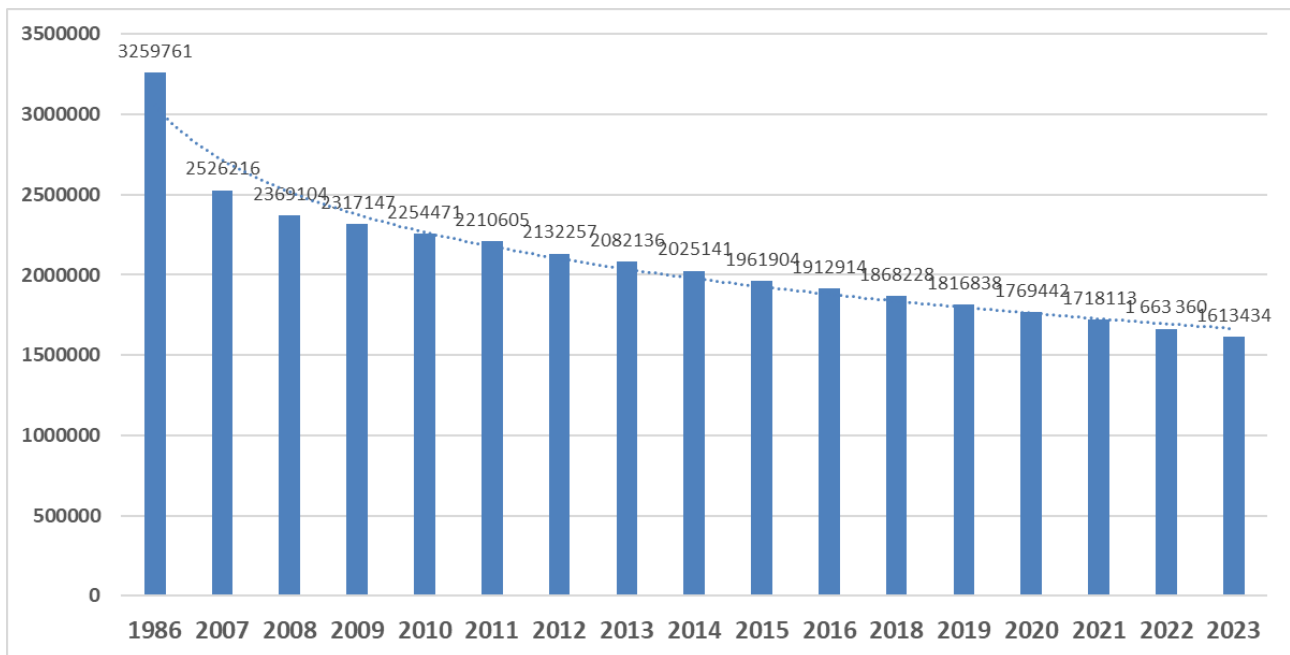
Результати. Внаслідок аварії на ЧАЕС 1986 р. в Україні, найбільшої техногенної катастрофи в історії людства, постраждали 3 259 761 громадянин України та 2293 населені пункти.

Станом на 01.01.2023 р. статус постраждалих внаслідок ЧК в Україні мали 1 613 433 особи, в тому числі 290 775 дітей. Серед постраждалих 99 225 особи становили особи з втратою працездатності (особи з інвалідністю) та встановленим зв'язком захворювання, що призвело до інвалідності з впливом наслідків аварії на ЧАЕС (категорія 1 постраждалих), в т. ч. 454 інваліди «ядерники» та 1181 інвалідів дітей.

Загальна кількість постраждалих громадян дорослого віку станом на 01.01.2023 р. порівняно з 2008 р. зменшилася на 441 444 осіб, або на 24,06 % (з 1 834 536 до 1 322 659 осіб) (рисунок). Кількість учасників ЛНА за цей період скоротилася з 276 327 до 162 180, або на 114 147 осіб (41,30 %), тобто впродовж останніх 10 років помер більше, ніж кожний третій учасник ЛНА на ЧАЕС. Кількість потерпілих дорослого віку скоротилася з 1 558 209 у 2008 р. до 1 160 479 у 2023 р., або на 25,52 % (397 730 особи). Кількість дітей, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, скоротилася з 534 568 осіб у 2008 р. до 290 775 у 2023 р., або на 243 793 особи. Щодо зменшення кількості дитячої категорії, то також треба взяти до уваги втрату статусу потерпілих дітьми при досягненні повноліття згідно з діючим законодавством. Не можна оминати в характеристиці постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС такий болючий і соціально важливий показник як 41 629 осіб, які мають статус дружини/чоловіка померлого громадянина (вдови), смерть якого пов'язана з ЧК.

Медичній експертизі на основі вимог діючих законодавчих та нормативно-регуляторних документів підлягають особи, які за чинним законодавством мають статус постраждалих внаслідок ЧК. Впродовж 2013 - 2022 рр., після реорганізації системи медичної експертизи, Центральною міжвідомчою експертною комісією розглянуто більше 52 000 персональних медичних експертних справ постраждалих.

У період 1995 - 2014 рр. відзначалося стрімке зростання кількості постраждалих категорії 1, тобто осіб з інвалідністю, яким встановлений зв'язок захворювання (з 40106 до 117 158). Впродовж 2015 - 2022 рр. має місце поступове зменшення кількості постраждалих цієї категорії в межах з 113 268 на 01.01.2015 р. – до 99 225 осіб на 01.01.2023 р.



Зменшення чисельності постраждалих внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС впродовж 1986 - 2023 рр.

Таким чином, впродовж 2013 - 2022 рр. має місце стрімке зменшення загальної чисельності всіх категорій постраждалих при суттєвому скороченні абсолютної чисельності учасників ЛНА на ЧАЕС категорії 1 та відносній стабільності чисельності когорти потерпілих дорослого віку 1 категорії. Необхідно взяти до уваги, що ця відносна стабільність чисельності потерпілих дорослого віку 1 категорії формується із співвідношення втрат осіб цієї когорти та її поповнення за рахунок встановлення зв'язку потерпілим категорії 2Б, 3Б, 4В. Основними причинами, що призводять до вказаних змін є зростання захворюваності та смертності на тяжкі хронічні інвалідизуючі захворювання з декомпенсованим перебігом. Основними причинами, що призводять до вказаних змін є зростання захворюваності та смертності на тяжкі хронічні інвалідизуючі захворювання з декомпенсованим перебігом: онкологічні захворювання – 60,3 %, цереброваскулярні захворювання – 10,0 %, хвороби серцево-судинної системи – 19,6 %, хронічні захворювання бронхолегеневої системи – 1,6 %, ендокринні захворювання (без раку щитоподібної залози) – 1,4 %, захворювання травної системи – 1,1 %, інші захворювання загалом – 6,0 %. Медична експертиза є важливим компонентом медичної допомоги та соціального захисту постраждалих внаслідок ЧК.

Висновки. Медична експертиза встановлення причинного зв'язку захворювань, втрати працездатності і причин смерті є важливим компонентом медичної допомоги та соціального захисту постраждалих внаслідок ЧК. Необхідно продовжувати клінічні та епідеміологічні дослідження закономірностей розвитку і перебігу захворювань у постраждалих контингентів населення у віддаленому післяаварійному періоді для розробки науково обґрунтованих критеріїв зв'язку впливу іонізуючого випромінювання та інших шкідливих факторів ЧК, оновлення та доказового обґрунтування нормативно-регуляторних документів.

ОЦІНКА ЕФЕКТИВНОСТІ ВПЛИВУ БІНАРНИХ ПРОМЕНЕВИХ ТЕХНОЛОГІЙ НА ЗЛОЯКІСНІ КЛІТИНИ ЛЮДИНИ *IN VITRO*

В. В. Талько, Г. Й. Лавренчук, О. Д. Почапінський, А. В. Чернишов

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Променева терапія (ПТ) є одним з основних методів лікування пацієнтів з онкологічними захворюваннями. Дистанційні джерела випромінювання та прискорювачі електронів, що використовуються у клінічній практиці, досягли практично межі свого технічного розвитку і дають змогу націлювати іонізуюче випромінювання (ІВ) на пухлину з дуже високим ступенем вибірковості та конформності [1]. Водночас серйозним обмеженням застосування радикальної дистанційної ПТ у клінічній практиці є надмірно високе променеве навантаження на нормальні тканини організму при спробах збільшення терапевтичної ефективності за рахунок ескалації дози опромінення пухлини. Одним із методів підвищення ефективності ПТ є розробка та впровадження в клінічну практику бінарної променевої терапії (БПТ) – технології лікування злоякісних новоутворень за допомогою ІВ, в якій для забезпечення протипухлинного ефекту використовуються два компоненти – препарат, що вводиться в організм, і зовнішнє джерело ІВ [2].

Бінарні променеві технології на даний час є перспективним напрямком підвищення ефективності ПТ, якої потребують близько 70 % онкологічних хворих. Фотон-захватна терапія (ФЗТ) має певні переваги перед нейтронозахватною терапією (НЗТ) за вартістю необхідного обладнання і проведенням процедури, однак НЗТ потенційно має більшу терапевтичну ефективність, ніж ФЗТ [3]. Застосування в якості зовнішнього ІВ рентгенівських променів дає змогу використовувати в ФЗТ усі існуючі технічні напрацювання традиційної ПТ з геометричного наведення випромінювання на мішень.

На сучасному етапі Україна посідає друге місце серед країн Європи за темпами поширення онкологічних захворювань. Отже, існує нагальна потреба у розробці нових і ефективних методів ПТ з порівняно низькою вартістю опромінювальної апаратури, можливістю її масового застосування в медичних установах, а також у проведенні доклінічних досліджень з визначення біологічних ефектів у злоякісних клітинах людини при дії бінарних технологій, зокрема, із залученням методу біоіндикації на клітинній культурі, що відповідає світовому рівню.

Вивчення морфофункціональних характеристик у клітинній культурі як тест-системі (кінетика росту, проліферативна та мітотична активність) дало можливість встановити, що опромінення клітин недрібноклітинного раку легень людини, лінія А-549) рентгенівськими променями в дозах 1,0, 5,0 та 10,0 Гр інактивувало злоякісні клітини на 10, 46 та 80% відповідно величині застосованої дози. Присутність фотон-захватного агента Дотавіст у концентрації 2,97 мг гадотерової кислоти в 1 мл поживного середовища суттєво підвищувало біологічну ефективність опромінення. Так, опромінення клітин у дозі 1,0 Гр у присутності Дотавісту на 50 % інгібує проліферацію клітин, пригнічуючи їхню мітотичну активність, а в дозі 10,0 Гр гальмує на 93 % ріст та поділ злоякісних клітин, що свідчить про високу ефективність даної бінарної променевої технології.

Застосування двох променевих технологій щодо малігнізованих клітин, які знаходяться у спокої (у фазі стаціонарного росту) показало, що найвищу біологічну ефективність досягнуто у разі опромінення рентгенівськими променями у дозі 10,0 Гр з Дотавістом у концентрації 100 мкл/мл та поєднанні червоного світла із фотосенсибілізатором Фотолон у концентрації 200 мкл/мл, що призвело до загибелі 90 % злоякісних клітин. Підвищення результативності застосованих технологій можливо у разі застосування сучасних, більш ефективних (як свідчить клінічна практика) фотосенсибілізаторів [4].

1. В. С. Іванкова та ін. Променева терапія XXI століття. Клінічна онкологія 8 (2) (2018).
2. S.I. Miyatake et al. Boron neutron capture therapy of malignant gliomas. Progress in Neurological Surgery 32 (2018) 48.
3. P. Rocchi et al. A new generation of ultrasmall nanoparticles inducing sensitization to irradiation and copper depletion to overcome radioresistant and invasive cancers. Pharmaceutics 14(4) (2022) 814.
4. L.A. Ortiz-Rodríguez et al. Thieno[3,4-*d*]pyrimidin-4(3*H*)-thione: an effective, oxygenation independent, heavy-atom-free photosensitizer for cancer cells. Chem Sci. 14(33) (2023) 8831.

BIRDS INHABITING THE CHORNOBYL EXCLUSION ZONE: STUDY OF CONSEQUENCES OF EARLY-LIFE LOW-DOSE IONIZING EXPOSURE

E. Tukalenko¹, T. Mappes², S. Piirto², O. Burdo¹, I. Chyzhevskiy³, P. C. Watts², S. Ruuskanen^{2,4}

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

² *Department of Biological and Environmental Sciences, University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland*

³ *State Specialized Enterprise “Ecocentre”, Chornobyl, Ukraine*

⁴ *Department of Biology, University of Turku, Turku, Finland*

Among everything else, the current Anthropocene age means an inevitable risk of radiation overexposure that would impact humans and wildlife. On April 26, 1986, an explosion and subsequent fire at the Chernobyl Nuclear Power Station (NPP) Unit 4 led to the radionuclide's contamination over much of Europe, mostly its eastern part. This accident, together with the accident at the Fukushima Daiichi NPP in 2011, revived public and scientific interest in the impacts of environmental radionuclides on natural ecosystems. The current war conflict in Ukraine increases the probability of radionuclide contamination due to nuclear accidents or even nuclear weapon usage. Afterward the accident, the Chernobyl Exclusion Zone (CEZ) was established at a 30 km radius around the NPP site to limit human exposure to contamination but not local biota. ¹³⁷Cs, ⁹⁰Sr, and transuranic radioisotopes contaminated environment presents complex stressors that influence on local wildlife and the CEZ is the best-studied model of the biological impact of exposure to radionuclides. Despite decades of wildlife studies in the CEZ, the consequences of exposure to environmental radionuclides on wildlife remain a source of controversy through the large number of species studied, the large dose range, and the focus on such different levels of organization: from molecules (e.g., DNA damage) till populations. Studies of Chernobyl birds have yielded ambiguous results and their interpretations by different scientists (e.g., Møller and Mousseau versus Gaschak) are far from consensus. Birds are an important part of ecosystems and can be sensitive bioindicators of pollutant exposure (including radionuclides) and provide valuable insights for responses to environmental and anthropogenic stressors and adaptation to disturbed environments.

Nestboxes approach for the study was used. The model species was Great tit (*Parus major*) during the first clutch. Totally 316 nestboxes were installed within the CEZ before the 2021 field season. The field study design was slightly different between 2021 and 2023 because of available logistic possibilities and manpower that were influenced by the current war conflict in Ukraine (e.g., three replicates of study sites for each treatment were used in 2021, but it was impossible to keep the same design in 2023). 62 and 43 active nests were used for the study in 2021 and 2023, respectively. During fieldwork at that time, we collected birds' occupancy rate and reproduction data (clutch size, breeding success) as well as a large set of samples of nestlings (blood, fecal, feathers, and tissue samples) and their physiological measurements (body temperature). Estimation of absorbed doses from external and internal exposure was in attention focus also: measurements of ambient dose rate, activities of ¹³⁷Cs (whole body) and ⁹⁰Sr (bones), and the use of TLDs.

The sample processing is being continued at the current time. The preliminary results suggest that: (i) nestbox occupancy rate and bird breeding success are not associated with the density of radioisotopes pollution and ambient dose rate, (ii) there is no obvious pattern of changes in DNA methylation in Red Blood Cells (RRBS-Seq) related to ionizing exposure, however, some hypo- and hypermethylation sites have been found, (iii) there is a clear statistically significant association between radiation treatment and increased body temperature (a proxy of metabolic rate) in nestlings inhabiting contaminated areas. In the nearest time, these preliminary data will be upgraded and analysis of gut microbiome diversity and composition (16S rRNA), telomeres length (qPCR), biomarkers of genotoxicity (cytological analysis of blood smears for micronuclei and other erythrocyte nuclear abnormalities) will be added. Taken together, the results will significantly advance our understanding of how early-life low-dose ionizing exposure influences health and clarify the most vulnerable pathways (e.g., changes in gene expression, microbiome, metabolism etc.).

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ФЕНОМЕНУ ЕФЕКТУ СВІДКА НА СТАБІЛЬНІСТЬ ХРОМОСОМ ЛІМФОЦИТІВ ПЕРИФЕРИЧНОЇ КРОВІ ЛЮДИНИ

О. В. Шеметун, О. О. Талан, О. Б. Дибська

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Феномен ефекту свідка є універсальною відповіддю організму на генотоксичний стрес, що включає радіаційно-індукований ефект свідка (вплив на інтактні клітини опромінених клітин), пухлинно-індукований ефект свідка (вплив на інтактні клітини малігнізованих клітин), ефект порятунку (дію інтактних клітин на пошкоджені опроміненням/онкологічним процесом клітини) [1 - 4]. Радіаційно-індукований ефект свідка може бути як первинним, так і вторинним, коли клітини-свідки стають індукторами пошкоджень в оточуючих або у віддалених клітинах [5]. Всебічне вивчення феномену ефекту свідка є важливим для прогнозування віддалених медичних наслідків опромінення людини, попередження розвитку вторинних злоякісних новоутворень радіаційного генезу, запобігання негативним медичним наслідкам під час променевої терапії онкологічної патології.

У представлений роботі наведено результати дослідження впливу ефекту свідка на стабільність хромосом у лімфоцитах крові здорових осіб та клітинах хворих на В-клітинну хронічну лімфоцитарну лейкемію за умов їхнього сумісного культивування. Робота виконана із застосуванням цитогенетичного аналізу рівномірно забарвлених хромосом лімфоцитів периферичної крові (ЛПК) людини, що розрізнялися за цитогенетичними маркерами статі; наявністю онкологічної трансформації (хронічного В-клітинного лімфобласного лейкозу (ХЛЛ) та опромінення *in vitro*. Кров хворих на ХЛЛ опромінювали гамма-квантами ^{137}Cs (випромінювач IBL-237C, потужність 2,34 Гр/хв) у дозі 0,50 Гр перед культивуванням. Цільну кров здорових осіб та хворих на ХЛЛ культивували з використанням загальноживаного напівмікрометоду. Моделювання проявів ефекту свідка виконували із застосуванням модельної системи для дослідження радіаційно-індукованого ефекту свідка в соматичних клітинах людини [6, 7]. Загальний план досліджень включав: окреме культивування ЛПК здорових осіб для визначення в них фонового рівня аберацій хромосом при моделюванні радіаційно-/пухлинно-індукованого ефекту свідка; окреме культивування крові хворих на ХЛЛ (інтактної/опроміненої) для встановлення рівня аберацій хромосом при дослідженні ефекту порятунку (фонового/індукованого); сумісне культивування ЛПК умовно здорових осіб та хворих на ХЛЛ (неопромінених/опромінених *in vitro*) для визначення цитогенетичного ефекту у клітинах-свідках і клітинах-індукторах при дослідженні пухлинно-/радіаційно-індукованого ефекту свідка та ефекту порятунку. Статистичну обробку отриманих результатів виконували за допомогою критерія Стьюдента.

Цитогенетичний аналіз показав, що рівень аберацій хромосом у ЛПК здорових осіб за культивування з кров'ю хворих на ХЛЛ перевищував контрольний ($p < 0,01$) за рахунок хроматидних розривів, не мав істотної різниці з показником, зареєстрованим у неопромінених Т-лімфоцитах крові хворих на ХЛЛ ($p > 0,05$), і був нижчим, ніж за сумісного культивування з опроміненою в дозі 0,50 Гр кров'ю хворих на ХЛЛ ($p < 0,01$). При окремому культивуванні опромінених *in vitro* лімфоцитів крові хворих на ХЛЛ середньогрупова частота аберацій хромосом перевищувала показник, визначений за їх культивування з лімфоцитами здорових осіб ($p < 0,05$). Встановлено міжіндивідуальну варіабельність у здатності до індукції різних проявів ефекту свідка в окремих випадках досліджу.

Таким чином, пухлинно-індукований ефект свідка, змодельований *in vitro* у ЛПК здорових осіб за культивування з кров'ю хворих на ХЛЛ та індукований *in vivo* у Т-лімфоцитах хворих на В-клітинну ХЛЛ, призводив до зростання хромосомної нестабільності в ЛПК за рахунок збільшення частоти одиночних хроматидних фрагментів. Розвиток радіаційно-індукованого ефекту свідка в опромінених *in vitro* Т-лімфоцитах крові хворих на ХЛЛ і лімфоцитах крові здорових осіб при взаємодії з опроміненими онкотрансформованими клітинами (*in vivo* та *in vitro* відповідно) супроводжувався підвищенням рівня аберацій хромосом. При цьому частота аберацій хроматидного типу перевищувала відповідний показник у варіантах досліджу з моделювання пухлинно-індукованого ефекту свідка, що свідчить про синергізм цих феноменів. Ефект порятунку, який індукувався в опромінених *in vitro* лімфоцитах крові хворих на ХЛЛ при сумісному культивуванні з ЛПК здорових осіб, призводив до

підвищення стабільності хромосом за рахунок зниження рівня аберацій хроматидного типу в опроміненних клітинах.

1. N. Verma, A.B. Tiku. Significance and nature of bystander responses induced by various agents. *Mutat. Res.* 773 (2017) 104.
2. S. Burdak-Rothkamm, K. Rothkamm. Radiation-induced bystander and systemic effects serve as a unifying model system for genotoxic stress responses. *Mutat. Res.* 778 (2018) 13.
3. K.N. Yu. Radiation-induced rescue effect. *Radiat. Res.* 60 (2) (2019) 163.
4. O.V. Shemetun et al. Cytogenetic study of manifestations of the universal phenomenon of the bystander response. *Probl. Radiac. Med. Radiobiol.* 27 (2022) 249.
5. K. Kanagaraj et al. Primary and secondary bystander effect and genomic instability in cells exposed to high and low linear energy transfer radiations. *Int. J. Radiat. Biol.* 95 (12) (2019) 1648.
6. O.V. Shemetun, O.O. Talan, M.A. Pilinska. Model for radioinduced bystander effect research with the help of human peripheral blood lymphocytes. *Journal of the National Academy of Medical Sciences of Ukraine* 12(3) (2006) 556.
7. O.V. Shemetun, O.O. Talan, M.A. Pilinska. Cytogenetic features of induction and persistence the bystander effect in human blood lymphocytes. *Cytol. Genet.* 48 (4) (2014) 51.

Авторський покажчик

- Антипчук К. Ю. 232
Асламова Л. І. 211, 218
Бази́ка Д. А. 220, 235
Бандурин Ю. А. 126
Барабаш А. С. 75
Бардадим Т. О. 190
Батіг Л. О. 190
Бездробна Л. К. 230
Беллі П. 60, 74, 75, 90
Беляєв В. В. 188, 194, 209
Бернабей Р. 60, 74, 75, 90
Белошенко М. А. 169
Беляєв О. А. 220
Біган З. М. 50
Білогородський Ю. С. 128
Білько Д. І. 234
Білько Н. М. 234
Бойко З. Н. 222
Бойко Р. С. 75, 90
Бондарьков Д. М. 110
Борисенко А. Г. 160
Борисенко В. І. 97, 106, 124
Борисова М. С. 44
Будерацька В. Б. 222
Буканов В. М. 101, 103
Бурдо О. О. 202, 216
Бурдо О. С. 162
Василевський В. С. 43
Васильєва О. Г. 103
Ващишин В. П. 211
Венедиктов В. М. 82
Вер Б. 94
Вернидуб Р. М. 129, 131, 132
Вертегел І. І. 76, 92
Вишневський Д. О. 202, 216
Візенко М. П. 150
Вірко В. Ф. 164
Вірко Ю. В. 164
Войтенко Л. М. 180
Войтер А. П. 46
Волінска-Ціхоцька М. 92
Волкова О. М. 188
Габелков С. В. 134
Гаврилюк В. І. 105
Гаврилюк-Буракова А. В. 105
Гайніш Й. Й. 150
Ганжа О. Б. 202, 214
Гаспар К. 52
Гладковський В. В. 180
Гнатюк О. П. 211, 218
Гоков С. П. 136
Голіней І. Ю. 138
Голобородько В. Я. 166
Голярник Н. А. 220
Горанчук В. В. 106, 124
Горбач В. М. 136
Горбаченко О. М. 40
Горбачук В. М. 190
Горпинич О. К. 72
Гранадо Кардоса Л. 52
Григоренко М. О. 192
Грицай О. О. 65, 82, 108
Гриценко О. В. 101
Гришан А. В. 204
Гудков Д. І. 188, 194, 206, 209
Гулько Н. В. 222
Гупало О. О. 194
Гурин А. А. 166
Давидовська О. І. 12, 14
Даневич Ф. А. 48, 56, 57, 58, 60, 61, 74, 75, 90, 94
Демченко О. 228
Денисов В. Ю. 12, 14, 74
Деречкей П. С. 50
Дибська О. Б. 242
Добішук В. 52
Довбешко Г. І. 211, 218
Доронін М. І. 46, 95
Драпей С. С. 56, 57, 58, 105, 119
Дрозд І. П. 216
Желтонозьський В. О. 53, 110, 112, 208
Жиганюк І. В. 134
Жуков О. П. 114, 192
Заболотний М. А. 211, 218
Завілопуло А. М. 126
Заразовський М. М. 140, 142
Зарицький М. М. 55
Заяць М. М. 192
Зварич Л. М. 220
Іванова О. М. 222
Іванько О. М. 235
Іващенко В. І. 144
Ількович В. В. 116
Інчікітті А. 60, 74, 75, 90
Каглян О. Є. 194
Кайдик Б. В. 58, 105
Кальченко О. І. 82, 108
Кантеміров В. В. 136
Капелла Ф. 60, 74, 75, 90
Капустинська О. А. 224
Карачіоло В. 60, 74, 75, 90
Карпов С. О. 146
Касілов В. Й. 136
Касперович Д. В. 56, 57, 58, 60, 74, 75, 90, 94
Кемпер К. В. 71, 76, 92
Кир'янчук В. М. 76
Кирищук В. І. 56, 57, 58
Ківа В. О. 84
Клавдієнко В. Р. 60
Клевцов С. В. 119
Кобичев В. В. 56, 57, 58, 60, 61, 74, 75, 90
Коваленко О. В. 120, 122, 198
Ковальов О. М. 46
Ковальова Л. В. 103
Ковальчик М. 92
Ковальчук О. С. 84
Ковтун Н. Г. 74
Колесник Д. Л. 218
Колесниченко Л. С. 103
Колесниченко Я. І. 162, 168, 174, 178
Колієв С. М. 62
Колосинська О. О. 238
Колпакова Л. М. 136
Колуччі Дж. 92
Коновалов С. І. 75
Корепанова К. Д. 200
Короткова Н. В. 222
Кот О. А. 62, 129
Коший Є. І. 92
Крейніс Г. Ю. 232
Кропив'янський Б. М. 56, 57, 58, 94
Кряжич О. О. 198
Куліч Н. В. 53
Купрін О. С. 146
Курінний Д. А. 226, 228
Курочкіна В. А. 230
Куртева Г. П. 25
Кутній Д. 114
Куц К. В. 232
Куцик О. Е. 92
Кшиванський О. О. 62, 63
Лавренчук Г. Й. 240
Лаубенштейн М. 74, 75, 90
Лашкін В. М. 169
Лашко Т. М. 103
Леончіні А. 60, 75, 90
Липська А. І. 202, 214
Литовченко П. Г. 131
Лібман В. А. 65, 82
Лосицький М. Ю. 211
Лук'янов С. В. 27
Лупей М. І. 190
Луценко В. В. 168
Люттер Г. 94
Люхтан О. А. 136
Мазний І. О. 46
Мазур В. М. 50

Майданюк С. П. 43
 Малий Є. В. 154
 Малюк І. 114, 192
 Маріссенс Г. 94
 Марченко В. С. 172, 174
 Масюк С. В. 222
 Матлах Н. В. 184
 Мегела І. Г. 150
 Межевич С. Ю. 71, 76, 92
 Меньковська М. О. 194
 Мерло В. 60, 75, 90
 Мизніков Д. Є. 110, 112
 Микитюк Т. В. 95
 Мирошніченко Ю. Б. 129
 Михайловський В. В. 148
 Морозова М. М. 204
 Мосюк Т. І. 129, 131, 132
 Неймаш В. Б. 211, 218
 Нестеров В. О. 12, 14, 33
 Неумержицька Л. В. 226, 228
 Недовесов С. С. 182, 184
 Ніколаєв В. І. 202, 216
 Ніколенко Д. І. 190
 Нісі С. 75
 Нойфельд Н. 52
 Обіход Т. В. 35, 36
 Озерова Ю. Ю. 204
 Омельченко С. О. 38
 Оникієнко Є. В. 138
 Павлова Н. Ю. 144
 Павлович В. М. 82
 Павловський В. В. 214, 216
 Панченко В. Г. 176, 220
 Пархоменко В. В. 105
 Пелюх О. О. 204
 Перчук І. В. 232
 Петренко Є. О. 35, 62
 Петренко І. В. 131
 Петросян Е. Є. 95
 Письменний Є. М. 119
 Пінковська М. Б. 132
 Плюйко В. А. 40
 Поварчук В. Ю. 211, 218
 Поворозник О. М. 72
 Пода Д. В. 74, 75
 Полішук О. Г. 60, 61, 74, 75, 90, 94
 Полішук О. Б. 208
 Поморцева Н. А. 194
 Понкратенко О. А. 71, 76, 92
 Поп О. М. 50, 150
 Порицький П. В. 176
 Потапчук В. А. 235
 Почапінський О. Д. 240
 Прикашикова К. Є. 224
 Прилипко В. А. 204
 Пришляк С. П. 188, 209
 Прокопук М. С. 206
 Пугач В. 52, 84
 Пугач О. М. 103
 Пшеничний В. А. 82
 Пясецькі Е. 92
 Радкевич О. І. 132
 Радченко С. А. 101
 Рамазанов Д. М. 84
 Ревка В. М. 101, 118, 142
 Резник С. М. 172, 174
 Рибачок Д. О. 190
 Родіонова Н. К. 202, 214
 Роман І. Ю. 150
 Романенко М. Г. 226
 Романенко М. 228
 Романюк М. В. 94
 Роуб П. 52
 Руденко Т. С. 162
 Рудчик А. А. 71, 76, 92
 Рудчик А. Т. 71, 76, 92
 Русек К. 71, 76, 92
 Руссу І. З. 234
 Рушковський С. 228
 Рушак Д. О. 235
 Рушак Л. В. 235
 Рябченко Н. М. 202
 Савкіна Р. К. 154
 Саврасов А. М. 53, 110, 112
 Садовніков Л. В. 112, 208
 Саламон В. І. 186
 Самсоненко А. В. 105, 119
 Сватюк Н. І. 126
 Свята Л. М. 176
 Семенюк О. М. 46
 Сергійчук Н. М. 208
 Скиба В. В. 188
 Слісенко В. І. 110, 112
 Смірнов О. Б. 154
 Соколов О. М. 88
 Сокур Н. В. 61, 90
 Соляник Г. І. 218
 Степаненко Ю. М. 71, 76, 92
 Столаж А. 92
 Стратілат Д. П. 129, 131, 132, 154
 Стрільчук М. В. 114, 192
 Стрех Х. 94
 Сугаков В. Й. 148, 156
 Сушко В. О. 238
 Талан О. О. 242
 Талько В. В. 240
 Тарасенко С. В. 186
 Тартачник В. П. 129, 131, 132
 Теклішин М. А. 63
 Тесаліна С. 94
 Тихий А. В. 178
 Тімоніна А. 75
 Тінькова В. С. 75
 Толстолуцька Г. Д. 146
 Третяков Д. Д. 182, 184
 Третяк В. І. 56, 57, 58, 60, 61, 74, 75, 90, 94
 Тригубенко О. В. 101, 118
 Тришин В. В. 114, 192
 Тугай А. В. 208
 Тугай Т. І. 208
 Тцінська А. 92
 Улещенко В. В. 71, 76, 92
 Фанг Д. Л. 75
 Федоров Д. О. 120, 122
 Федорович О. А. 180
 Ферелла Ф. 75
 Філонов В. В. 120, 122
 Філонова Ю. С. 120, 122
 Фішук І. І. 158
 Хоменков В. П. 53
 Хюльт М. 94
 Циганок Т. В. 230
 Цимбалюк О. М. 182, 184
 Цяцько Є. В. 136
 Чайковський Ю. В. 118
 Чалий Е. М. 101
 Чаплинський Р. Ю. 95
 Чепурнов О. О. 92
 Чернишенко С. Б. 36, 52, 62
 Чернишов А. В. 240
 Чернов І. 114
 Чернюк А. А. 156
 Черняк В. Я. 182, 184
 Черулли Р. 60, 74, 75, 90
 Чирко Л. І. 101, 118, 142
 Чумак А. А. 235
 Шаульський К. А. 43
 Шевцова Н. Л. 209
 Шевченко В. І. 144
 Шеметун О. В. 242
 Шимкович Ф. 75
 Ширма Ю. О. 71, 76, 92
 Шитюк В. А. 202
 Шірінян А. С. 128
 Шкапяк О. В. 118
 Шульга С. В. 184
 Щербаков І. Б.-К. 75
 Щербань А. П. 74
 Юматов В. І. 75
 Юнгханс А. 94
 Юров М. С. 124
 Юрчук Л. П. 194
 Юхименко В. В. 182, 184
 Юхименко К. В. 182, 184
 Явнюк А. А. 209
 Яковенко Ю. В. 162, 186
 Ящук В. М. 211

Abrosimov V. I. 10
 Baron D. I. 171
 Boyko N. V. 69
 Breslavsky D. V. 99
 Burdo O. 213, 237, 241
 Burmei S. A. 69
 Chernyshenko S. B. 78, 80
 Chiba S. 22
 Chyzhevskiy I. 213, 2141
 Davydovska O. I. 10
 Denisov V. Yu. 16, 18, 20
 Dobishuk V. M. 78, 80
 Duvansky A. V. 67
 Fedotkin S. N. 29
 Gorjaev A. 171
 Grygorie U. V. 29
 Ishizuka C. 22
 Ivanyuk F. A. 22
 Kalynovskiy O. K. 196
 Karpov S. O. 99
 Khirunenko L. I. 67
 Koliiev S. M. 78
 Korovin V. B. 171
 Kot O. A. 78
 Kotlyar V. V. 23
 Kovalchuk O. S. 78
 Kovtun Yu. V. 171
 Kozulya M. M. 171
 Kramskoy E. D. 171
 Krasnov V. O. 196
 Kschyvanskyy O. O. 78, 80
 Kyva V. O. 78
 Levon A. I. 29
 Lozin A. V. 171
 Lukashenko V. Ie. 78
 Lypaska A. I. 237
 Magner A. G. 29
 Mappes T. 213
 Mappes T. 241
 Martseniuk Yu. P. 171
 Maslyuk V. T. 31, 67, 69
 Moiseenko V. E. 171
 Okhrimenko O. Yu. 78
 Parlag O. O. 31
 Petrenko Ie. O. 78
 Piirto S. 213, 241
 Pop O. M. 67, 69
 Pugach M. V. 78, 80
 Pugatch V. M. 78, 80
 Radionov S. V. 42
 Ramazanov D. M. 78
 Riabchenko N. M. 237
 Romanyuk M. I. 31
 Ruuskanen S. 213, 241
 Ryazanov V. V. 152
 Sanzhur A. I. 29
 Shapoval A. N. 171
 Shlomo S. 29
 Siusko Y. V. 171
 Skorbun A. D. 86
 Sosnin M. G. 67
 Svatiuk N. I. 67, 69
 Symkanych O. I. 67, 69
 Tarasov I. K. 171
 Tarnaj O. A. 69
 Tatarinova O. A. 99
 Tolstolutska G. D. 99
 Tukalenko E. 213, 241
 Vizenko M. P. 67, 69
 Watts P. C. 213, 241
 Yevsiukov O. V. 171

Наукове видання

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

(Київ, 25 - 29 вересня 2023 року)

Анотації до доповідей

Укладач *Пугач Олександр Михайлович*

Анотації публікуються в авторських редакціях

Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підп. до опублікування 29.11.2023. Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 28,8.
Електронне видання. Зам. № 5.

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.