

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

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

(Київ, 25–29 травня 2026 року)

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

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

(Київ, 25–29 травня 2026 року)

Збірник тез доповідей

Київ 2026

Укладач: О. Д. Григоренко

Програмно-організаційний комітет конференції:

А. І. Липська – голова комітету
О. О. Бурдо – учений секретар комітету

Члени:

Ф. О. Іванюк – голова секції теоретичної ядерної фізики, фізики елементарних частинок і високих енергій
В. М. Пугач – голова секції експериментальної ядерної фізики, фізики елементарних частинок і високих енергій
В. М. Павлович – голова секції ядерної енергетики
В. Й. Сугаков – голова секції радіаційної фізики та реакторного матеріалознавства
Я. І. Колесниченко – голова секції фізики плазми та керованого термоядерного синтезу
В. В. Тришин – голова секції ядерної, радіаційної та техногенно-екологічної безпеки
Д. В. Касперович – представник ради молодих учених ІЯД НАН України
Ю. В. Яковенко – відповідальний за забезпечення проведення онлайн-конференції на платформі Zoom
Д. А. Батіщев – відповідальний за створення та супровід вебсайту конференції
О. Д. Григоренко – відповідальна за видання збірника тез доповідей конференції

Секретарі:

О. Б. Ганжа, В. В. Луценко, Є. В. Малий, С. О. Омельченко, Г. А. Прокопюк, О. М. Пугач,
С. Б. Чернишенко

Друкується за рішенням вченої ради інституту від 19.02.26.

Т 80 **XXXIII** щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25–29 травня 2026 року) : збірник тез доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2026. - 218 с.

У збірнику опубліковано тези доповідей, представлених на конференції, що відображають основні результати наукової діяльності інституту за 2025 рік. До видання включено матеріали з основних напрямів наукових досліджень інституту, зокрема: ядерної фізики, фізики елементарних частинок і високих енергій, ядерної енергетики, радіаційної фізики та реакторного матеріалознавства, фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, ядерної, радіаційної та техногенно-екологічної безпеки.

Наукове видання буде корисним для наукових працівників, аспірантів, інженерів, викладачів закладів вищої освіти та студентів старших курсів.

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

ЗМІСТ

Ядерна фізика, фізика елементарних частинок і високих енергій

Dissipative properties of isoscalar collective excitations in heavy nuclei <i>V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska</i>	9
Індуковані кольорові заряди та ефективні вершини в намагніченій кварк-глюонній плазмі <i>I. I. Гамольський</i>	11
Перерізи пружного розсіяння, одержані на основі потенціалу з урахуванням внеску кінетичної енергії нуклонів для реакції $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ <i>O. I. Давидовська, В. О. Нестеров, В. Ю. Денисов</i>	12
Compound nucleus formation cross sections in lead-induced reactions <i>V. Yu. Denisov</i>	14
Теоретичний аналіз астрофізичних S-факторів ядерних реакцій, індукованих $^7\text{Li} + \text{p}$, $^7\text{Be} + \text{n}$ і $^6\text{Li} + \text{d}$ взаємодією <i>В. І. Жаба, В. С. Василевський, Ю. А. Лашко</i>	16
Shell effects and the neutron emission within the multi-dimensional Langevin model for nuclear fission <i>F. A. Ivanyuk, S. V. Radionov, C. Ishizuka, S. Chiba</i>	18
Multicomponent model of strongly interacting matter near the QCD crossover: Low- and high-temperature regimes <i>Y. D. Krivenko-Emetov</i>	19
Coulomb effects in the diffraction approximation for the C(d, p) reaction <i>Ya. D. Krivenko-Emetov, B. I. Sydorenko</i>	22
Релаксація одночастинкового збудження у Фермі-системі в рамках дифузійного наближення кінетичної теорії <i>С. В. Лук'янов</i>	24
Microscopic folding potential in fusion of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ with inclusion of quark effects in nuclei <i>S. P. Maydanyuk, K. Tsushima, G. Ramalho, K. A. Shaulskyi, J.-J. Xie</i>	26
Study of dark photons in proton-nucleus scattering <i>S. P. Maydanyuk, P.-M. Zhang</i>	27
Spiral structure and logarithmic evolution of deuteron form factors: Evidence for a transitional regime in QCD <i>I. Yu. Myroshnykova, Ya. D. Krivenko-Emetov</i>	28
Higgs boson production in association with a single top quark as a probe of the top Yukawa coupling <i>T. V. Obikhod, I. O. Petrenko</i>	31
Multichannel unitarity and the effective cross section of $\text{p} + ^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$: Implications for the Lawson criterion <i>S. O. Omelchenko</i>	33
Внесок пігмі-дипольного резонансу в енергетично зважене правило сум для E1-переходів <i>В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, Н. О. Романовський</i>	35
Енергія симетрії нагрітої ядерної матерії <i>A. I. Санжур</i>	37
Effective vertexes in magnetized quark-gluon plasma <i>V. V. Skalozub</i>	40
Rotating neutron stars within the deformed effective surface approximation <i>A. A. Uleiev, A. G. Magner, S. N. Fedotkin, S. P. Maydanyuk, A. Bonasera, H. Zheng, A. I. Levon, U. V. Grygoriev, T. Depastas</i>	41
Опис взаємодії ізотопів карбону при енергії 93 MeV з використанням енергетично залежних оптичних потенціалів <i>I. I. Вертегел, В. В. Улещенко, С. Ю. Межевич, К. Кемпер, О. А. Понкратенко, К. Русек, А. А. Рудчик, Ю. М. Степаненко, А. Тицінска, Ю. О. Ширма</i>	43
Development of a radiation monitoring system for the CBM experiment <i>I. Voronetskyi, V. Pugatch, D. Ramazanov, O. Kshyvanskyi, S. Chernyshenko, V. Kyva</i>	45
Оновлення сайту Українського центру ядерних даних <i>О. О. Грицай</i>	46
Дослідження виходу ^{67}Cu в (γ, p)-реакції при граничній енергії 19 MeV <i>В. О. Желтоножський, Д. Є. Мизніков, А. М. Саврасов, В. І. Слісенко</i>	48
Дослідження (γ, α)-реакції на ^{121}Sb при граничній енергії 22 MeV <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, В. П. Хоменко</i>	50
Дослідження (γ, p)-реакцій на ізотопах олова <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Д. Є. Мизніков</i>	52

Дослідження (γ, p)-реакції на ізотопах телуру <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Н. В. Куліч, О. А. Рокицький</i>	54
Вивчення (γ, p)-реакції на ізотопах титану <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Л. В. Садовніков, П. С. Деречкей</i>	56
Концепція архітектури програмного забезпечення для портативного спектрометра <i>М. М. Зарицький, Д. В. Касперович, В. Р. Клавдієнко, В. В. Кобичев, Е. Є. Петросян, А. Р. Подвіянюк, Р. Б. Подвіянюк, О. Г. Поліщук, Н. В. Сокур, Р. Ю. Чаплинський</i>	58
Уточнення схеми розпаду нукліда ^{234}U <i>Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, С. С. Драпей, В. І. Кирищук, В. В. Кобичев, В. І. Третьак</i>	59
Пошук рідкісних каналів розпаду нукліда ^{212}Po <i>Д. В. Касперович, П. Беллі, Р. Бернабей, Р. С. Бойко, Ф. А. Даневич, А. Інчіккітті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, В. В. Кобичев, О. Г. Поліщук, Н. В. Сокур, В. І. Третьак, Р. Черулі</i>	61
Пошук рідкісних ядерних розпадів ізотопів гадолінію <i>В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, В. Ю. Денисов, А. Інчіккітті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Д. В. Касперович, М. Лаубенишайн, А. Леончіні, В. Мерло, С. Нізі, В. І. Третьак, Ф. Ферелла, Р. Черулі</i>	63
Застосування символічної регресії для аналізу даних у фізиці високих енергій <i>Д. М. Клекоць, О. А. Безшійко, Л. О. Голінка-Безшійко</i>	64
Пошук альфа- та подвійного альфа-розпаду нуклідів з природних радіоактивних рядів та лютецію з використанням гамма-спектрометрії <i>І. С. Ключев, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, В. Ю. Денисов, С. С. Драпей, А. Інчіккітті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Д. В. Касперович, В. Р. Клавдієнко, В. В. Кобичев, В. І. Кирищук, М. Лаубенишайн, А. Леончіні, В. Мерло, С. Нізі, В. І. Третьак, Ф. Ферелла, Р. Черулі</i>	66
Можливість дослідження сонячних нейтрино з використанням ядер ^7Li у криогенних болометрах Li_2MoO_4 <i>В. В. Кобичев</i>	68
Simulations of optical performance of long BGO scintillators for prototype cryogenic active veto in the BINGO 2β project <i>D. S. Kovalenko, on behalf of the BINGO Collaboration</i>	70
Towards precision energy calibration in the SuperNEMO demonstrator: Uncovering unaccounted energy losses <i>Ya. Ye. Kozina, M. Macko, O. A. Bezshyyko, L. O. Golinka-Bezshyyko</i>	72
Study of K_L^0 cluster reconstruction efficiency in the Belle II calorimeters using the recoil momentum technique <i>D. Kulakov, V. Aushev, S. Glazov, S. Raiz, E. Ganiev</i>	74
Визначення абсолютних імовірностей випромінювання гамма-квантів у розпаді ^{241}Am <i>В. Лебедь, О. Жуков, І. Малюк, М. Стрільчук, В. Тришин</i>	75
Моделювання нового подвійного нейтронного фільтра із середніми енергіями 46 та 83 кеВ <i>В. А. Лібман, О. О. Грицай</i>	77
Енергетична залежність параметрів оптичного потенціалу у формі Вудса–Саксона для взаємодії $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при низьких енергіях <i>С. Ю. Межєвич, В. В. Улещенко, О. А. Понкратенко, А. А. Рудчик, Ю. М. Степаненко, Ю. О. Ширма, І. І. Вертегел</i>	79
Yields of ^{232}Th photofission products induced by bremsstrahlung with an energy of 14.8 MeV <i>E. V. Oleinikov, I. V. Pylypchynets, V. V. Pyskach, A. N. Gomoni, A. I. Lengyel, O. O. Parlag</i>	80
Product yields for the photofission of ^{241}Am with bremsstrahlung at 14.5 MeV energy <i>O. O. Parlag, V. V. Pyskach, A. I. Lengyel, A. N. Gomoni, E. V. Oleinikov, I. V. Pylypchynets</i>	82
Аналіз впливу розрядності АЦП на енергетичну роздільну здатність гамма-спектрометра з кристалом CsI(Tl) та кремнієвим фотоелектронним помножувачем <i>А. Р. Подвіянюк, В. В. Кобичев, Р. Ю. Чаплинський</i>	84
Моніторинг функціональних характеристик кремнієвої трекерної системи та області зіткнень ядер в експерименті CBM <i>В. М. Пугач, Д. М. Рамазанов, О. О. Кишіванський, С. Б. Чернишенко</i>	86
Останні результати дослідження екзотичної структури баріонів у секторі легких кварків <i>М. Романюк, від колаборації BGOOD</i>	88
Determination of the pole top quark mass from LHC experimental data for single- and double-differential cross-sections for top quark pair production <i>T. O. Sliusar, O. I. Zenaiev, V. Y. Aushev</i>	89

Вдосконалення методу вільної кінематичної реконструкції пари топ- та антитоп-кварків з використанням відкритих даних CMS	
<i>М. В. Спіцин, В. С. Аушев, О. І. Зенаєв.....</i>	90
Photoproduction of ^{98m}Nb on natural molybdenum at bremsstrahlung end-point energies up to 95 MeV	
<i>І. С. Тимченко, О. С. Деєв, С. М. Олейник, С. М. Потін, В. А. Кущнір, В. В. Митроченко, А. Герцан.....</i>	91
Experimental investigation of the $^{94}\text{Zr}(p, \gamma)$ reaction with importance for understanding the astrophysical p-process mechanism	
<i>І. С. Тимченко, А. Герцан, М. Sedlák, V. Matoušek, M. Balogh, O. S. Deiev, C. Fransen, T. Grečárová, P. Noga, P. Reiter, A. Repko, M. Šolcova, D. Váňa, M. Venhart, S. Vielhauer.....</i>	93
Прототип сцинтиляційного спектрометра для радіаційного моніторингу з квадрокоптера	
<i>Р. Ю. Чаплинський, М. М. Зарицький, Д. В. Касперович, В. Р. Клавдієнко, В. В. Кобичев, Е. С. Петросян, А. Р. Подвіянюк, Р. Б. Подвіянюк, О. Г. Поліщук, Н. В. Сокур.....</i>	95
Метало-фольгові детектори ІЯД НАН України: Результати та перспективи	
<i>С. Б. Чернишенко, В. О. Кива, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, Д. М. Рамазанов, І. І. Вороніцький, О. О. Кишіванський, О. С. Ковальчук.....</i>	97
Використання кореляційного експерименту та методу Монте-Карло для визначення параметрів збуджених рівнів ядра ^8Be	
<i>О. О. Ячменев, О. М. Поворозник, О. К. Горпинич, О. М. Семенюк.....</i>	98
Ядерна енергетика	
Світові тенденції в ядерній енергетиці	
<i>В. І. Борисенко.....</i>	100
Радіомоніторинг та вплив електромагнітного випромінювання на систему фізичного захисту	
<i>В. Г. Гончарук, Т. В. Бібік.....</i>	102
Дозиметричний експеримент на реакторі ВВЕР-1000 з модернізованою програмою зразків-свідків	
<i>О. В. Гриценко, В. М. Буканов, О. М. Пугач, В. Л. Дем'яохін, В. В. Ількович.....</i>	104
Визначення прогалів і пошук шляхів внесення змін у законодавство України у сфері використання ядерної енергії для створення нормативних умов інтеграції дистанційних засобів контролю доступу в системах фізичного захисту об'єктів, призначених для поводження з радіоактивними відходами, іншими джерелами іонізуючого випромінювання під час воєнного стану й особливого періоду	
<i>С. С. Драпей, В. І. Гаврилюк, Б. В. Кайдик, О. О. Левіна, В. В. Пархоменко, А. В. Самсоненко, І. А. Остапенко, Д. С. Феценко.....</i>	105
Дослідження можливості застосування дистанційних засобів контролю доступу для сховищ, захисних та транспортних контейнерів джерел іонізуючого випромінювання в умовах особливого періоду	
<i>С. С. Драпей, В. І. Гаврилюк, Б. В. Кайдик, В. В. Пархоменко, А. В. Самсоненко, І. А. Остапенко, Д. С. Феценко.....</i>	106
Програма візуалізації та аналізу апаратурних спектрів детекторів іонізуючого випромінювання	
<i>М. О. Іконніков, О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко.....</i>	108
Preliminary results of simulating selected accidents progression for LDR lite small district heating reactor with AC² computer code	
<i>A. Krushynskyi, S. Sholomitsky, A. Berezhnyi.....</i>	110
Оперативне визначення потужності залишкового енерговиділення опроміненого ядерного палива спрощеними методами: Переваги та обмеження	
<i>С. П. Ладан, В. І. Борисенко.....</i>	112
Concept of small modular reactors based on HTGR for Ukraine	
<i>М. Р. Одейчук, І. Е. Анохін, В. І. Ткаченко, А. М. Одейчук.....</i>	114
Рідкі радіоактивні відходи в об'єкті «Укриття» в умовах експлуатації нового безпечного конфайнмента	
<i>О. О. Одінцов, В. Е. Хан, П. В. Сабенін, Л. А. Паламар.....</i>	115
Можливості застосування граничних функціоналів випадкових процесів до проблем ядерної безпеки	
<i>В. В. Рязанов.....</i>	117
Експериментальний каналний реактор, що працює у режимі бігучої хвилі ядерних поділів, з м'яким швидким нейтронним спектром	
<i>В. О. Тарасов, С. А. Чернеженко, В. М. Ващенко, М. Р. Щербина, С. І. Косенко, В. В. Лаврухін.....</i>	119

Ефект накопичення нейтронів у сферичному газовому середовищі між джерелом нейтронів та відбивачем	
<i>В. О. Тарасов, С. А. Чернеженко, Л. Є. Крецул, М. Р. Щербина, Д. В. Височин, О. С. Соколова</i>	120
Адаптивний нейромережевий комплекс для автоматичної діагностики теплогідравлічних процесів в ядерних реакторах	
<i>Г. І. Шараєвський</i>	121
Радіаційна фізика та реакторне матеріалознавство	
Silicon p-i-n diodes: From emergency dosimeters following the Chornobyl accident to use in long-term space missions	
<i>I. E. Anokhin</i>	123
Вплив опромінення малими дозами на випромінювання свічкового парафіну при збудженні фотонами різних енергій	
<i>Ю. А. Бандурин, Ю. В. Федурця, Ш. Б. Молнар, О. Ю. Бандурин, М. В. Томишин</i>	126
Фрагментація молекул валіну електронним ударом після опромінення	
<i>Ю. А. Бандурин, Л. О. Бандурин</i>	127
Інформативний спосіб обробки спектрів випромінювання зразків парафіну, опромінених електронами з енергією 6 MeV	
<i>Ю. А. Бандурин, Ш. Б. Молнар, О. Ю. Бандурин, О. О. Бандурин</i>	128
Термодинаміко-кінетичний опис радіаційної аморфізації нанокристалічного SiC з урахуванням еволюції дефектів та нуклеації	
<i>Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян, В. Ю. Сторіжко, О. М. Кріт</i>	129
Діагностика структурних недосконалостей у фосфідо-галієвих світлодіодах	
<i>М. Р. Вернидуб, Л. А. Кот, П. Г. Литовченко, І. В. Петренко, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i>	130
Особливості квантового виходу світлодіодів InGaN	
<i>Р. М. Вернидуб, О. І. Кириленко, Н. Ю. Павлова, Т. І. Мосюк, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i>	132
Дозиметрія малих фотонних полів: вплив типу детектора на фактори виходу	
<i>К. В. Вільчинська, Л. О. Голінка-Безиийко, О. А. Безиийко</i>	134
Термоконцентраційні автоколювання в кристаликах метану, опромінюваних електронами при охолодженні тепловим випромінюванням	
<i>І. Ю. Голіней</i>	135
Розщеплення рентгенівських ліній у зв'язаній електронній конверсії	
<i>О. Я. Дзюблик, В. В. Михайловський</i>	137
Особливості відновлення електрофізичних характеристик світлодіодів GaP, опромінених електронами та нейтронами реактора	
<i>Л. А. Кот, О. О. Краснянський, Ю. Б. Мирошніченко, М. Б. Пінковська, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i>	138
The effect of low and extremely low doses of radiation on aqueous solutions in conductometric measurements	
<i>V. T. Maslyuk, N. I. Svatiuk, O. I. Symkanych, O. M. Pop, M. P. Vizenko, A. V. Rusin, I. V. Stefanovich</i>	140
Застосування фрактального аналізу для діагностики композитних матеріалів ядерних реакторів	
<i>О. І. Ніжельська, А. С. Шірінян, О. Ю. Попов, Л. В. Маринченко</i>	142
Методика паспортизації дозиметричних матеріалів: програмні пакети Lumini та Common	
<i>О. М. Поп, В. Т. Маслюк, П. В. Яворський, В. С. Кузнецов</i>	144
Застосування референсної температури RT₀ як альтернативного індексу для оцінки в'язкості руйнування металу корпусів реакторів ВВЕР-1000	
<i>В. М. Ревка, Л. І. Чирко</i>	146
TiO₂ як функціональний модифікатор цементної матриці іммобілізації опроміненого графіту: Радіаційний захист та стійкість	
<i>О. М. Скоблик, К. В. Сімейко</i>	148
Ефект неналагодженого кріостата. Часові коливання положення екситонних рівнів у напівмагнітних квантових ямах при стаціонарному збудженні	
<i>В. Й. Сузаков, Г. В. Верцімаха</i>	149
Науково-технологічні підходи щодо зняття з експлуатації ядерних реакторів з графітовим сповільнювачем. Стан вивченості та світовий досвід у вирішенні даної проблематики	
<i>Є. Т. Тегкаєв, К. В. Сімейко</i>	151

Оцінка похибок при розрахунку функцій розподілу локальних полів циліндричних парамагнітних частинок

Ю. В. Яковенко, Ю. Б. Шевченко, В. В. Тришин..... 153

**Фізика плазми
та керований термоядерний синтез**

Особливості ініціювання вакуумного дугового розряду в чистих парах цирконію

А. Г. Борисенко..... 156

Застосування фізично-інформованих нейромереж до задач моделювання геліконного джерела плазми з планарною антеною

Ю. В. Вірко, В. Ф. Вірко, П. В. Порицький..... 157

Beam-driven wakefield in layered plasma waveguide

K. V. Galaydych, P. I. Markov, G. V. Sotnikov..... 159

Про вплив процесів перенесення на форму, розмір та структуру плазмового каналу імпульсного розряду у воді

В. В. Гладковський, М. А. Белошенко, В. Г. Панченко,
П. В. Порицький, Ю. В. Вірко, О. А. Федорович..... 161

Сценарії з переважним нагріванням йонів у стелараторі Вендельштайн 7-X

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий..... 163

Destabilization of TAE modes by fast ions with finite width of pitch distribution

Ya. I. Kolesnichenko, V. V. Lutsenko, A. V. Tykhyu, E. D. Fredrickson..... 165

Кеппінг та клемпінг у стелараторі Вендельштайн 7-X під час нагрівання на електронному циклотронному резонансі

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий..... 167

Temperature relaxation processes in turbulent inhomogeneous plasma with upper hybrid pump

V. G. Panchenko, P. V. Porytskyi, Yu. V. Virko..... 169

Effect of spatial momentum channelling of energetic ions on plasma rotation

М. Н. Tyshchenko, Yu. V. Yakovenko..... 171

Оптичні та рекомбінаційні властивості щільної плазми

О. А. Федорович..... 172

Деформація профілю власних мод при просторовому каналюванні

Ю. В. Яковенко..... 174

Ядерна, радіаційна та техногенно-екологічна безпека

Justification for the selection of indicator objects for ¹³⁷Cs monitoring in the forest ecosystems under varying weather conditions

N. E. Zarubina, S. M. Obrizan, L. P. Ponomarenko..... 176

Радіоактивні аерозолі на верхніх відмітках об'єкта «Укриття» в підарковому просторі нового безпечного конфайнмента в 2017–2025 рр.

О. К. Калиновський, В. О. Краснов, П. В. Сабенін..... 178

Електролізне концентрування тритію в рідких радіоактивних відходах: Оптимізація параметрів для малогабаритних систем на основі Nafion 115

О. В. Коваленко, О. О. Кряжич..... 180

Контроль за розповсюдженням радіоактивного забруднення в зоні аерації дослідницького ядерного реактора ВВР-М за допомогою системи спостережних свердловин

О. В. Сваричевська, І. О. Павленко, О. В. Святун, І. А. Малюк, С. В. Телецька..... 182

Методи візуального виявлення підозрілих радіоактивних об'єктів

С. В. Снівак, Д. О. Белицький, Р. В. Єрмоленко..... 184

Дослідження діапазону малих доз іонізуючого опромінення для мікроскопічних грибів

Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський,
Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук..... 186

Потенціал зони відчуження для проведення наукових досліджень біологічного напрямку

Д. О. Вишневський, С. П. Гащак, О. О. Бурдо, Є. В. Тукаленко..... 188

Стан кровотворної системи нориці руді Чорнобильської зони відчуження у віддалений післяаварійний період

О. Б. Ганжа, В. В. Павловський, А. І. Липська, О. О. Бурдо, Є. В. Тукаленко..... 190

Study of blood glucose levels in two rodents genera inhabiting radioactively contaminated areas of the Exclusion Zone

М. Grybenko, O. Burdo, D. Vyshnevskiy, I. Lozovytska, A. Lypska, A. Patiuk,
I. Chyzhevskiy, T. A. Mousseau, A. Vasylenko, T. Mappes, P. C. Watts, E. Tukalenko..... 191

Особливості вивчення захворюваності на злоякісні новоутворення мешканців найбільш забруднених радіонуклідами територій в умовах впливу надзвичайних чинників останніх років <i>Н. А. Гудзенко, А. Є. Присяжнюк, М. М. Фузик,</i> <i>О. В. Сумкіна, О. М. Хухрянська, Н. Г. Бабкіна.....</i>	192
Модифікація астаксантином радіаційно-індукованого генотоксичного ефекту в лімфоцитах хворих на гліобластому <i>О. М. Демченко, Д. А. Курінний, О. В. Земскова, С. Р. Рушковський.....</i>	194
Identification of blood-based prognostic predictors for identifying cancer patients at increased risk of radiation therapy complications <i>E. A. Domina, Y. V. Dumansky, L. I. Makovetska,</i> <i>V. M. Mikhailenko, A. A. Glavin, V. V. Sarnatska.....</i>	195
Radiobiological and medical aspects of the diagnosis and treatment of acute radiation syndrome in victims of the Chornobyl disaster <i>E. A. Domina, Yu. A. Grynevych, Yu. V. Dumansky, L. I. Makovetska.....</i>	196
Побудова калібрувальної кривої «доза - ефект» за частотою нестабільних хромосомних обмінів у лімфоцитах крові людини <i>in vitro</i> для джерела ⁶⁰Co <i>В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок.....</i>	197
Нейропсихологічна характеристика учасників ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС та працівників Державного спеціалізованого підприємства «Чорнобильська атомна електростанція» <i>К. В. Куц, І. В. Перчук, Г. Ю. Крейніс.....</i>	199
Особливості впливу бінарних променевих технологій на злоякісні клітини людини <i>in vitro</i> <i>Г. Й. Лавренчук, В. В. Талько, А. В. Чернишов.....</i>	201
Impact of chronic low-dose radiation exposure on glucose tolerance in the bank vole in the Exclusion Zone around the Chornobyl NPP <i>I. Lozovytska, M. Grybenko, O. Burdo, D. Vyshnevskyi, A. Lypska, A. Patiuk,</i> <i>I. Chyzhevskyi, T. A. Mousseau, T. Mappes, P. C. Watts, E. Tukalenko.....</i>	203
Комплексна оцінка геномної відповіді лімфоцитів периферичної крові людини на іонізуюче випромінювання <i>in vitro</i> <i>Л. В. Неумержицька, Д. А. Курінний.....</i>	205
Оцінка доз за внутрішнього опромінення ⁹⁰Sr мишоподібних гризунів Чорнобильської зони відчуження <i>В. В. Павловський, І. П. Дрозд.....</i>	206
Стан мезенхімальних стромальних клітин кісткового мозку щурів Wistar при дії іонізуючої радіації в різних дозах <i>І. З. Руссу, Н. М. Білько.....</i>	207
Цитогенетична дозиметрія в системі радіаційної безпеки та аварійного реагування в Україні <i>Н. Рябченко.....</i>	208
Results of long-term studies of medical and radiological consequences of the Chornobyl catastrophe (experience, conclusions, forecasts) <i>V. O. Sushko, D. A. Bazyka, O. O. Kolosynska, V. Yu. Vdovenko.....</i>	210
Rapid metabolic responses to ionizing radiation in bank voles introduced to the disturbed environment of the Exclusion Zone: Preliminary data <i>E. Tukalenko, O. Burdo, M. Grybenko, I. Lozovytska, A. Patiuk, I. Chyzhevskyi,</i> <i>A. Lypska, D. Vyshnevskyi, T. A. Mousseau, T. Mappes, P. C. Watts.....</i>	212
Персистенція радіаційно-індукованого ефекту свідка в лімфоцитах периферичної крові людини <i>О. В. Шеметун, О. О. Талан.....</i>	215
Авторський покажчик.....	216

DISSIPATIVE PROPERTIES OF ISOSCALAR COLLECTIVE EXCITATIONS IN HEAVY NUCLEI

V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska

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

The dissipative properties of isoscalar collective motion in heavy nuclei are studied within a kinetic model of collective excitations in finite Fermi systems with a free-moving surface. The model includes both the one-body damping produced by the interaction of nucleons with the dynamic surface of the nucleus and the Landau damping mechanism. In this paper, we study the damping and dissipative properties of the isoscalar dipole collective modes and the isoscalar vortex octupole mode, which are formed due to dynamic effects of the nuclear surface [1, 2].

In order to study the damping of the isoscalar collective modes under consideration, we use the multipole strength function in different approximations. The isoscalar octupole strength function is shown in Fig. 1, *a* and *b*. It can be seen that the resonance structure around the energy of 12.5 MeV (the vortex octupole mode) is formed in the moving-surface model (the solid curves), thus its width is due to the one-body damping mechanism. When the residual interaction is taking into account (the parameter κ_L determines the strength of the isoscalar residual interaction of multipolarity L), the resonance centroid shifts slightly, while the resonance width is decreased, compare the solid and dashed curves in Fig. 1, *b*. The isoscalar dipole strength function (see Fig. 1, *c* and *d*) shows similar properties for the isoscalar dipole resonances in the energy region 10–30 MeV.

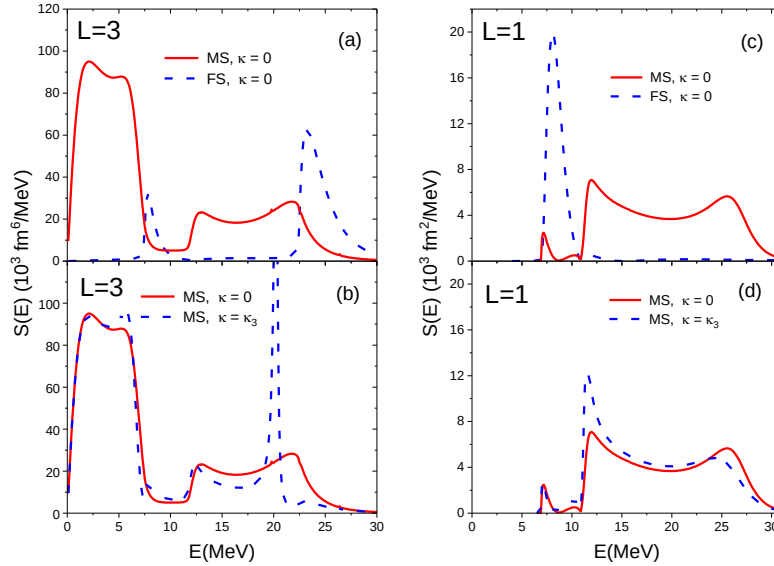


Fig. 1. Isoscalar octupole ($L = 3$) and dipole ($L = 1$) strength functions in different approximations.

a and *c* – the strength functions are shown in moving- (solid curves) and fixed-surface models (dashed curves), the strength parameter $\kappa = 0$. *b* and *d* – the moving-surface strength function is given for the strength parameters: $\kappa = 0$ (solid curves), and $\kappa = \kappa_L$ (dashed curves). *b* – the parameters κ_L are chosen as $\kappa_3 = -2 \cdot 10^{-5} \text{ MeV / fm}^6$, *d* – $\kappa_1 = -7.5 \cdot 10^{-3} \text{ MeV / fm}^2$. The system contains $A = 208$ nucleons.

To consider the dissipative properties of the isoscalar collective modes under consideration, we evaluate the dissipation coefficient for the collective variable $\delta R_{L0}(t)$ that describes axially-symmetric multipole surface vibrations of a spherical nucleus of radius R in our kinetic model. We assume that isoscalar multipole modes are excited by a weak harmonic external field with the frequency ω , which acts only on the system surface, and find the surface multipole response function. Using this response function, we obtain an expression for the rate of energy dissipation, which is transferred from the external field to our system, and determine the dissipation coefficient at a finite frequency $\gamma_L(\omega)$ as

$$\gamma_L(\omega) = \frac{1}{\omega} \text{Im} \chi_L(\omega). \quad (1)$$

Here, the function $\chi_L(\omega)$ (see eq. (80) in [3]) determines how a gas of nucleons confined to a spherical cavity responds to harmonic multipole vibrations of the surface with the frequency ω . The one-body dissipation coefficient (1) is shown in Fig. 2 in the energy region of the isoscalar collective modes under consideration (solid curves). The dashed line in Fig. 2 indicates the dissipation coefficient, which is determined by the rate of energy dissipation in a gas of nucleons confined to a spherical cavity with a slowly moving surface (the wall formula friction coefficient). The wall formula friction coefficient for a spherical system of radius R is given by [4] $\gamma_{wf} = \frac{3}{4}\rho_0 p_F R^4$, where ρ_0 is the nuclear equilibrium density, and p_F is the Fermi momentum.

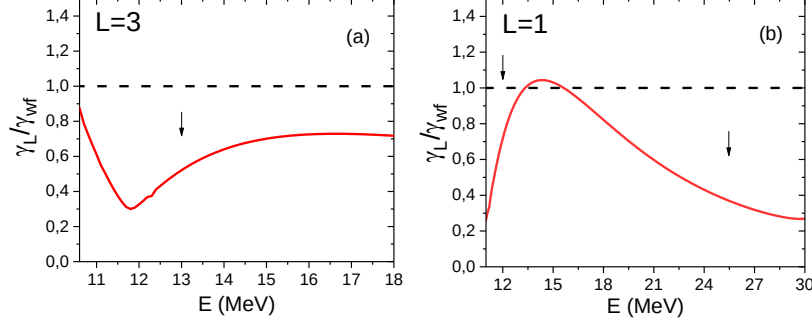


Fig. 2. The octupole and dipole dissipation coefficients $\gamma_L(\omega)$ are shown in units of the wall formula friction coefficient γ_{wf} as a function of the excitation energy $E = \hbar\omega$. *a* – the octupole dissipation coefficient in the energy region of the isoscalar vortex octupole mode, *b* – is for the dipole dissipation coefficient in the energy region of isoscalar dipole collective modes. The theoretical centroid energies of the isoscalar vortex octupole mode and the low- and high-energy isoscalar dipole collective modes (see Fig. 1) are indicated by arrows.

It can be seen from Fig. 2 that both the octupole dissipation coefficient in the energy region of the vortex octupole resonance with a centroid energy of 13 MeV (see Fig. 2, *a*) and the dipole dissipation coefficient in the energy region of low- and high-energy dipole resonances with centroid energies of 12 and 25.5 MeV, respectively, (see Fig. 2, *b*) are less than the wall formula friction coefficient.

This paper shows that the main contribution to the collisionless width of the vortex octupole mode and isoscalar dipole modes in heavy nuclei is due to the one-body damping mechanism. It is found that in a self-consistent model, the coupling between the one-body damping mechanism and the Landau damping mechanism leads to a decrease in the width of isoscalar collective excitations under consideration. The one-body dissipation coefficient at a finite frequency is evaluated, and it is shown that its value for both the isoscalar vortex octupole mode and the isoscalar dipole modes, which are formed due to dynamic effects of the nuclear surface, does not exceed the wall formula friction coefficient. This result confirms our understanding of the wall formula friction coefficient as a macroscopic limit of the one-body nuclear dissipation.

1. V.I. Abrosimov, O.I. Davydovska. Nucl. Phys. At. Energy 25 (2024) 99. (Ukr)
2. V.I. Abrosimov, O.I. Davydovska. Nucl. Phys. A 1031 (2023) 122609.
3. V.I. Abrosimov, A. Dellafiore, F. Matera. Phys. Part. Nucl. 36 (2005) 699.
4. S.E. Koonin, J. Randrup. Nucl. Phys. A 289 (1977) 475.

ІНДУКОВАНІ КОЛЬОРОВІ ЗАРЯДИ ТА ЕФЕКТИВНІ ВЕРШИНИ В НАМАГНІЧЕНІЙ КВАРК-ГЛЮОННІЙ ПЛАЗМІ

І. І. Гамольський

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, Дніпро, Україна

У кварк-глюонній плазмі (КГП) при температурах $T \geq T_d$ відбувається спонтанна генерація хромомagnetних полів $b^3(T)$, $b^8(T) \neq 0$ та конденсату $A_0(T)$, пов'язаного з петлею Полякова. Конденсат A_0 порушує $Z(3)$ -симетрію та C -парність, що призводить до порушення теореми Фаррі. Як наслідок, клас процесів, заборонених у вакуумі, з непарною кількістю зовнішніх векторних ліній стає ненульовим у КГП.

У $SU(3)$ квантовій хромодинаміці фоновий A_0 -конденсат має дві незалежні кольорові компоненти A_0^3 та A_0^8 які відповідають діагональним генераторам групи і визначають два типи індукованих зарядів Q_{ind}^3 та Q_{ind}^8 . У попередніх роботах [1, 2] при розгляді мінімуму ефективного потенціалу вздовж осі A_0^3 було отримано $A_0^8 = 0$ як окремий випадок. За цієї умови Q_{ind}^8 та відповідна вершина $\gamma\gamma G^8$ не розглядалися. Загальний випадок $A_0^8 \neq 0$, що реалізується в інших мінімумах або при врахуванні додаткових полів, залишається недослідженим.

У цій роботі в матсубарівському формалізмі уявного часу обчислюються:

(i) індукований кольоровий заряд Q_{ind}^8 , породжений діаграмою типу «головастик» з однією зовнішньою глюонною лінією G^8 в присутності конденсату A_0^8 – у нульовому магнітному полі [3] та в наближенні нижнього рівня Ландау (LLL) для хромомagnetного фону $b^8(T)$;

(ii) ефективна вершина $\gamma\gamma G^8$ – аналог раніше обчисленої вершини $\gamma\gamma G^3$ [2, 4] для восьмої кольорової компоненти – в обох випадках: без поля та в намагніченому середовищі.

Окремо встановлено, що електромагнітний головастик – топологічно ідентична діаграма типу «головастик», але з однією зовнішньою фотонною лінією замість глюонної – залишається нульовим в A_0 -фоні. Це відбувається не внаслідок теореми Фаррі, а через колірну структуру $SU(3)$ – електричний заряд однаковий для всіх кольорів, тому зсуви Мацубари скорочуються в колірній сумі. Цей результат проводить чітку межу між індукуванням кольорового та електричного заряду в КГП.

Обчислені вершини можуть бути враховані як специфічні внески у вихід прямих фотонів та кутову анізотропію при детальному теоретичному порівнянні з даними ALICE та PHENIX у майбутніх розрахунках.

1. V. Skalozub, A. Turinov. J. Phys. Electron. 30 (1) (2022) 3.
2. V. Skalozub, I. Gamolsky. arXiv:2312.02675 [hep-ph] (2023).
3. I.A. Baranov, V.V. Skalozub. J. Phys. Electron. 26 (1) (2018) 3.
4. V. Skalozub. arXiv:2002.05032 [hep-ph] (2020).

ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ, ОДЕРЖАНІ НА ОСНОВІ ПОТЕНЦІАЛУ З УРАХУВАННЯМ ВНЕСКУ КІНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ НУКЛОНІВ ДЛЯ РЕАКЦІЇ $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для отримання поперечних перерізів різноманітних ядерних реакцій необхідно знати потенціал ядерно-ядерної взаємодії. При цьому для визначення цього потенціалу бажано використовувати максимально точні методи, розроблені для опису ядерно-ядерної взаємодії, властивостей атомних ядер та ядерної матерії. У даній роботі для побудови ядерно-ядерного потенціалу ми застосовуємо підхід густини енергії з використанням модифікованого методу Томаса–Фермі [1–3] із силами Скірма (SkP) та метод подвійної згортки [4] із силами DDM3Y1 (Paris).

У роботі ми досліджували вплив урахування кінетичної енергії нуклонів на потенціал ядерно-ядерної взаємодії. Для цього розглянули систему $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ і побудували потенціали в рамках згаданих методів як з урахуванням внеску кінетичної енергії нуклонів, так і без нього. Ядерні частини відповідних потенціалів з урахуванням кінетичного внеску показано на рис. 1. З рисунка видно, що потенціали, розраховані з урахуванням внеску внутрішньої кінетичної енергії нуклонів, на малих відстанях мають кор відштовхування, в той час як потенціали, отримані без урахування внутрішньої кінетичної енергії нуклонів, не матимуть кора на малих відстанях і будуть дуже глибоким при малих значеннях R . Для зручності проведення подальших розрахунків отримані нами потенціали було представлено в аналітичній формі (V_{FIT}) [3]. Як бачимо з рис. 1, запропонована форма потенціалу підгонки V_{FIT} дуже добре описує реалістичні потенціали ядерно-ядерної взаємодії, які отримано у чисельних розрахунках.

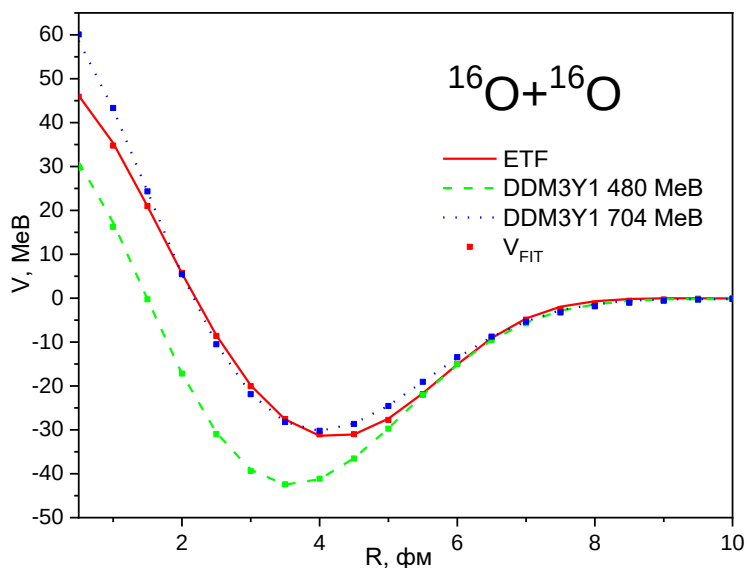


Рис. 1. Ядерні частини потенціалів ядерно-ядерної взаємодії для системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, отримані за допомогою модифікованого методу Томаса–Фермі (ETF) та наближення подвійної згортки із силами DDM3Y1 (Paris) з урахуванням кінетичного внеску, а також їх апроксимація аналітичним потенціалом (V_{FIT}).

Для системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ було розглянуто реакції пружного розсіяння для енергій пучка $E_{\text{lab}} = 480$ та 704 MeV. Розрахунок перерізів цих реакцій виконувався в рамках оптичної моделі, де для реальної частини використовувалися потенціали, розраховані нами в рамках модифікованого методу Томаса–Фермі та методу подвійної згортки. При цьому було проведено розрахунки як з урахуванням внеску кінетичної енергії в потенціали, так і без нього. На рис. 2 і 3 показано отримані нами перерізи пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. З них бачимо, що знайдені перерізи пружного розсіяння добре узгоджуються з експериментальними даними при використанні потенціалу з урахуванням кінетичної енергії, в той час як перерізи, отримані за допомогою потенціалу без урахування кінетичного внеску нуклонів, помітно гірше описують експериментальні дані.

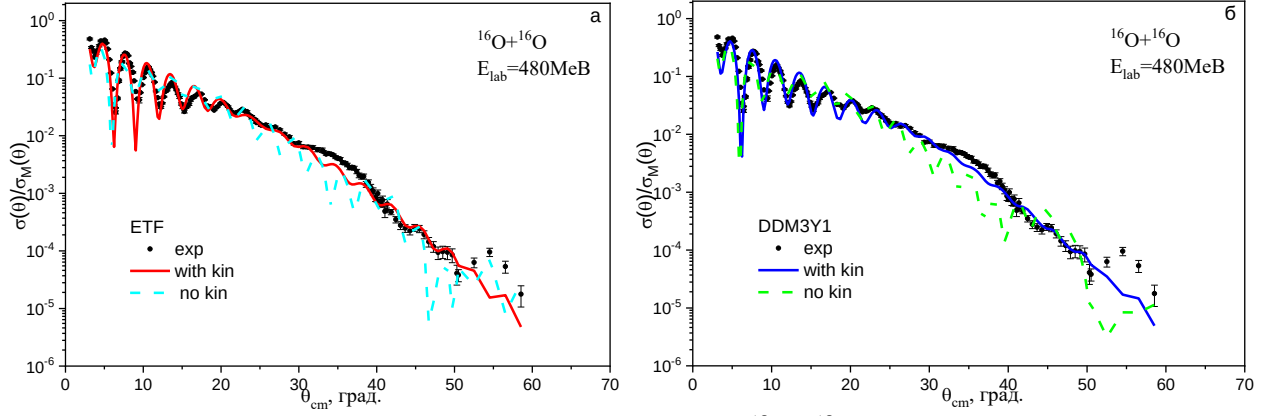


Рис. 2. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ за енергії пучка $E_{\text{lab}} = 480 \text{ MeV}$, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса–Фермі з силами Скірма (ETF) (а) та в наближенні подвійної згортки з силами DDM3Y1 (Paris) (б) з урахуванням внеску кінетичної енергії та без нього, а також експериментальні дані (exp) [5].

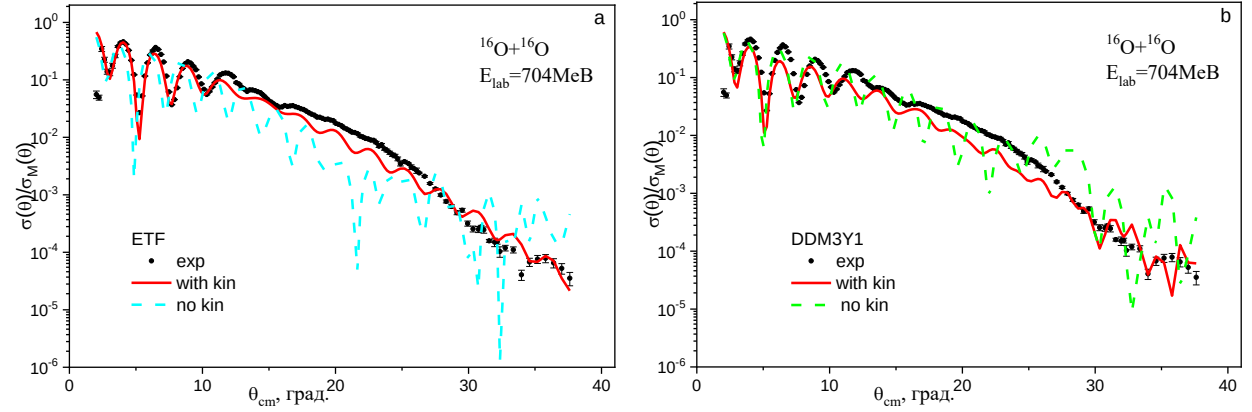


Рис. 3. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ за енергії пучка $E_{\text{lab}} = 704 \text{ MeV}$, розрахований в рамках модифікованого наближення Томаса–Фермі з силами Скірма (ETF) (а) та в наближенні подвійної згортки з силами DDM3Y1 (Paris) (б) з урахуванням внеску кінетичної енергії та без нього, а також експериментальні дані (exp) [5].

Таким чином, наші розрахунки показують, що врахування внеску кінетичної енергії в ядерно-ядерний потенціал є суттєвим для опису експериментальних перерізів пружного розсіяння.

1. M. Brack, C. Guet, H.B. Hakanson. Phys. Rep. 123 (1985) 275.
2. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nucl. Phys. A 989 (2019) 214.
3. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nucl. Phys. At. Energy 25(1) (2024) 5.
4. D.T. Khoa, G.R. Satchler, W. von Oertzen. Phys. Rev. C 56 (1997) 954.
5. D.T. Khoa et al. Nucl. Phys. A 672 (2000) 387.

COMPOUND NUCLEUS FORMATION CROSS SECTIONS IN LEAD-INDUCED REACTIONS

V. Yu. Denisov

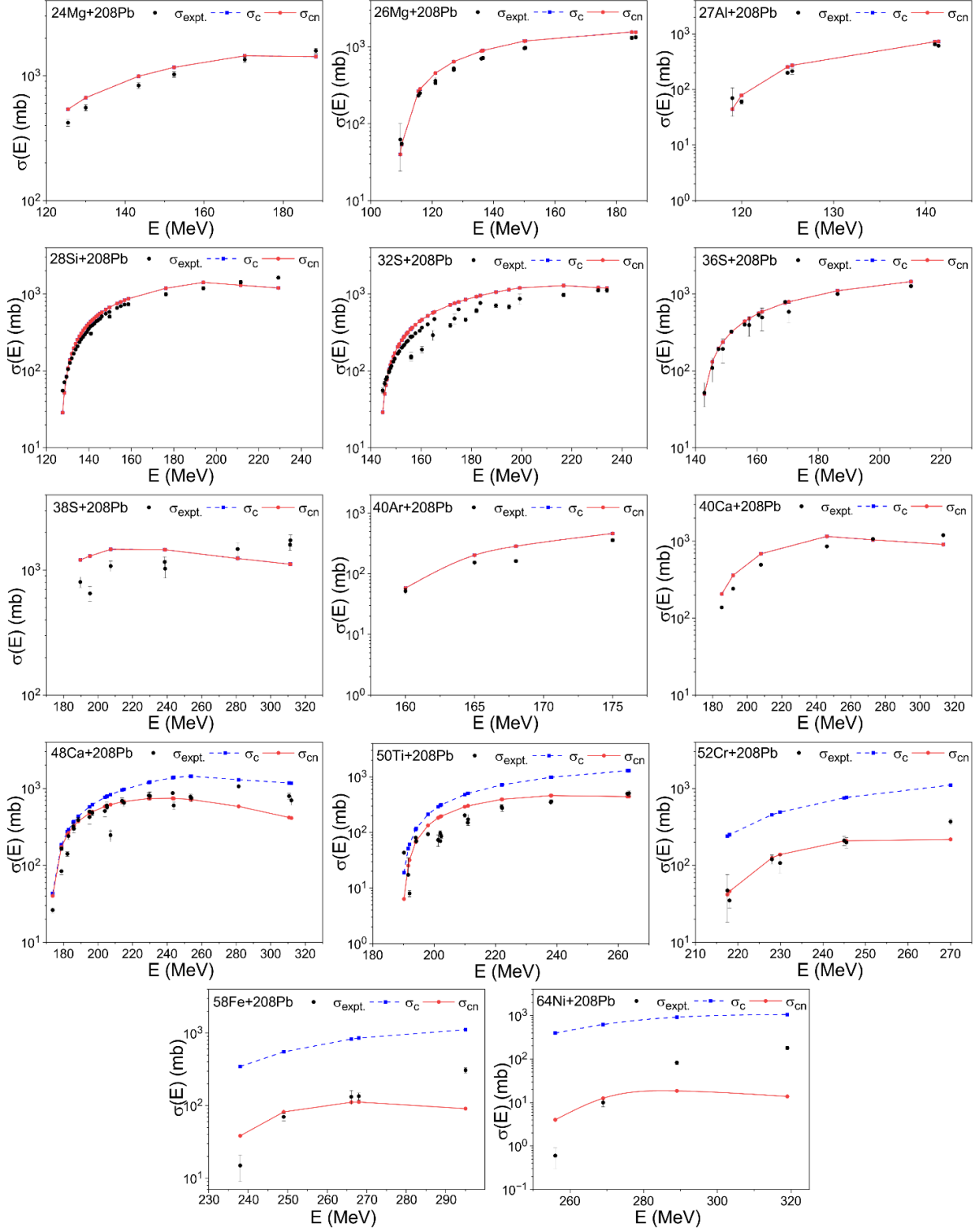
Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The capture barrier between colliding heavy ions is formed by the Coulomb repulsion potential, nuclear attraction potential, and the centrifugal potential at distances slightly larger than the contact distance of interacting nuclei. The compound nucleus is easily formed after penetration of the capture barrier in reactions with light or medium-weight heavy ions at over-barrier collisional energies. In contrast, the formation of compound nuclei in reactions with both heavy-weight nuclei or with medium and very heavy-weight nuclei is suppressed. The suppression of the formation of compound nuclei is strong for reactions used for the synthesis of superheavy nuclei, which have small formation cross-section values.

The model for the calculation of the compound-nucleus formation cross section in heavy ion collisions is discussed here. In the framework of this model, the compound nucleus is formed within two steps. The first step is related to the penetration through the capture barrier. After passing the capture barrier, the densities of colliding ions start to overlap. Due to the dissipation induced by the density overlapping, the radial velocity of ions is quickly decreased, and the ions stop in the capture well. Therefore, the second step is considered statistically. The compound nucleus formation from the sticking nuclei in competition with the quasi-elastic scattering occurs in the second step. The ions can escape from the capture well by passing through either the quasi-elastic barrier and forming scattered ions or the compound nucleus formation barrier and fusing into the compound nucleus.

The quasi-elastic barrier is the barrier that separates the ions in the capture well from the scattered ions. The relative velocities of heavy ions are small during the passage of the quasi-elastic barrier. The height of this barrier is lower than that of the capture barrier because the shapes of ions on the quasi-elastic barrier are strongly deformed. In contrast, the shapes of ions in the capture barrier are close to the equilibrium one due to the high radial velocity of approaching nuclei at over-barrier collision energies. The shapes of ions cannot be strongly changed at fast-approaching nuclei. The compound nucleus formation barrier is the barrier that separates the ions in the capture well and the compound nucleus in an equilibrium shape. This barrier is higher than the fission barrier.

The available experimental data of the compound nucleus formation cross sections in the collisions of $^{208}\text{Pb} + ^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si , $^{32,36,38}\text{S}$, ^{40}Ar , $^{40,48}\text{Ca}$, ^{50}Ti , ^{52}Cr , ^{58}Fe , and ^{64}Ni are well described in the model. It is shown that the heights of compound nucleus formation and quasi-elastic barriers define the probability of compound nucleus formation in the second stage of the reaction. The compound nucleus is preferably formed when the height of the compound nucleus formation barrier is substantially smaller than the height of the quasi-elastic barrier. This takes place for reactions between $^{208}\text{Pb} + ^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si , $^{32,36,38}\text{S}$, ^{40}Ar , and ^{40}Ca . In this case, the values of the capture and compound nucleus formation cross-sections are the same. In contrast, the height of the compound nucleus formation barrier is larger than the height of the quasi-elastic barrier for reactions $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$, ^{50}Ti , ^{52}Cr , ^{58}Fe , and ^{64}Ni . Due to this, the formation of the compound nucleus is suppressed by the competition with the quasi-elastic decay branch of the sticking nuclei. This leads to the values of the capture cross-section being much higher than the compound nucleus formation cross-section. The suppression of the compound nucleus formation increases with the mass and charge of ions colliding with lead because the values of the compound nucleus barrier rise faster than the values of the quasi-elastic barrier. The increase in the height of the compound nucleus barrier is strongly related to the fusion reaction Q-value. The value $-Q$ increases well with the mass and charge of ions colliding with lead. The comparison between the model calculations and the experimental data is summarised in Figure.



The model energy dependencies of capture cross sections $\sigma_c(E)$ and compound nucleus formation cross sections $\sigma_{cn}(E)$ are compared with the available experimental data for compound nucleus formation cross sections $\sigma_{exp}(E)$ in the reactions $^{208}\text{Pb} + ^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si , $^{32,36,38}\text{S}$, ^{40}Ar , $^{40,48}\text{Ca}$, ^{50}Ti , ^{52}Cr , ^{58}Fe , and ^{64}Ni [1].

1. V.Yu. Denisov. Phys. Rev. C 111 (2025) 024601.

ТЕОРЕТИЧНИЙ АНАЛІЗ АСТРОФІЗИЧНИХ S-ФАКТОРІВ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ, ІНДУКОВАНИХ ${}^7\text{Li} + p$, ${}^7\text{Be} + n$ І ${}^6\text{Li} + d$ ВЗАЄМОДІЄЮ

В. І. Жаба, В. С. Василевський, Ю. А. Лашко

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

Дослідження структури ядра ${}^8\text{Be}$ здійснюється в межах мікроскопічної трикластерної моделі [1–3], застосування якої спрямоване на реалізацію двох ключових завдань: 1) врахувати велику кількість бінарних каналів, які відіграють важливу роль у формуванні спектра резонансних станів складної системи та забезпечують можливість вивчати низку реакцій у досить широкому енергетичному діапазоні; 2) запровадити більш розширений і гнучкий опис внутрішньої структури взаємодіючих кластерів.

Сформульовану мікроскопічну модель адаптовано і застосовано для розрахунків астрофізичних S-факторів реакцій, які виникають при взаємодії ${}^7\text{Li} + p$, ${}^7\text{Be} + n$ і ${}^6\text{Li} + d$ [4] та які важливі для розуміння будови ядра ${}^8\text{Be}$. Теоретичний аналіз багатоканальної структури ядра ${}^8\text{Be}$ та природа високоенергетичних резонансних станів ${}^8\text{Be}$, розташованих біля порога розпаду $p + {}^7\text{Li}$, детально досліджено в роботі [5], де основну увагу зосереджено на дослідженні домінантних каналів розпаду 1^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ резонансів-близнюків. Запропонована багатоканальна мікроскопічна кластерна модель забезпечує реалістичний опис експериментально спостережуваного спектра резонансних рівнів ядра ${}^8\text{Be}$ поблизу порога розпаду ${}^7\text{Li} + p$, включно зі станами з від'ємною парністю 1^- і 2^- .

У межах сформульованої мікроскопічної моделі розраховано астрофізичні S-фактори реакцій ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^7\text{Be}(n, p_0){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d, n_0){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d, n_1){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d, p_0){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d, p_1){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d, t_0){}^5\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d, t_1){}^5\text{Li}$, ${}^5\text{He}({}^3\text{He}, \alpha){}^4\text{He}$ та досліджена їхня залежність від форми та інтенсивності нуклон-нуклонної взаємодії. Теоретичні значення розрахованих S-факторів порівняно з даними експериментальних робіт в інтервалі енергій $E_{\text{cm}} = 0\text{--}2$ MeB.

Для астрофізичного S-фактора реакції ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ парціальна хвиля 0^+ явно домінує, тоді як компонента 2^+ забезпечує помітну корекцію лише за дуже низьких ($E_{\text{cm}} \leq 100$ кеВ) та відносно високих ($E_{\text{cm}} \geq 500$ кеВ) енергій.

Для астрофізичного S-фактора реакції ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$ хвиля 2^+ домінує в усьому діапазоні енергій, а потім її підсилює компонента 0^+ . Внесок стану 4^+ невеликий у більшій частині діапазону, але при вищих енергіях стає більш помітним, ніж в індукованій протонами реакції. Розраховані S-фактори для (n, α) -реакції додатково розкладаються на внески від реакцій з ${}^7\text{Be}$ в його основному ($3/2^-$) та першому збудженому ($1/2^-$) станах. Для стану ${}^7\text{Be}(1/2^-)$ парціальна хвиля 2^+ майже насичує повний S-фактор. Для реакції ${}^7\text{Be}(3/2^-)(n, \alpha){}^4\text{He}$ компоненти 0^+ та 2^+ мають порівнянну величину, і для 2^+ наявний виражений максимум, який зумовлений резонансом. У нашій мікроскопічній моделі цей 2^+ стан з'являється при енергії $E \approx 1,27$ MeB вище порогу розпаду ${}^7\text{Be} + n$, що добре узгоджується з експериментальним значенням в [6], і дещо вище, ніж резонансна енергія $E \approx 0,99$ MeB в [7]. Енергетична залежність нашої компоненти 2^+ якісно узгоджується з поведінкою, виведеною з даних у роботі [7].

Як показує аналіз, для реакції ${}^7\text{Be}(n, p_0){}^7\text{Li}$ резонанс 3^+ домінує в області піка трохи вище 0,5 MeB, тоді як стан 2^- , розташований дуже близько до порогу ${}^7\text{Be} + n$, визначає поведінку як при низьких, так і при високих енергіях. У каналі ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}$ домінує стан 1^- в усьому діапазоні енергій: відповідний резонанс 1^- при енергії $E_{\text{cm}} \approx 0,45$ MeB фіксує положення піку в астрофізичному S-факторі і разом зі станом 1^+ забезпечує основний внесок правіше від максимуму.

Парціальні астрофізичні S-фактори для ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ мають таку ієрархію: стан 0^+ забезпечує домінуючий внесок у загальний S-фактор в інтервалі енергій нижче $E_{\text{cm}} \approx 1,5$ MeB; вище цієї енергії внесок 2^+ стає помітним; компонента 4^+ залишається малою у діапазоні 0–2 MeB.

Для реакції ${}^6\text{Li}(d, p_0){}^7\text{Li}$ стани 0^+ та 1^+ домінують в інтервалі енергій $E_{\text{cm}} \leq 0,5$ MeB, тоді як при вищих енергіях стан 2^- забезпечує найбільший внесок. Для реакції ${}^6\text{Li}(d, p_1){}^7\text{Li}$ компоненти 1^+ та 0^+ домінують нижче $E_{\text{cm}} \leq 0,25$ MeB, тоді як при вищих енергіях стани 1^- та 2^- стають домінуючими.

Для реакції ${}^6\text{Li}(d, n_0){}^7\text{Be}$ стани 0^+ та 1^+ домінують при низьких енергіях ($0 \leq E_{\text{cm}} \leq 0,4$ MeB), тоді як при вищих енергіях стани з негативною парністю стають більш важливими. Парціальні астрофізичні S-фактори для реакції ${}^6\text{Li}(d, n_1){}^7\text{Be}$ дуже схожі на такі як для ${}^6\text{Li}(d, p_1){}^7\text{Li}$, що вказує на те, що той самий набір J^π -станів визначає заселеність першого збудженого рівня $1/2^-$ в ${}^7\text{Li}$ та ${}^7\text{Be}$.

Отже, розраховані криві $S(E)$ для реакцій ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ добре узгоджуються з експериментальними даними. Кластерна поляризація є суттєвою для нормування та енергетичної залежності S -факторів для реакцій ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ і ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$.

1. Y.A. Lashko, G.F. Filippov, V.S. Vasilevsky. Nucl. Phys. A 958 (2017) 78.
2. V.S. Vasilevsky et al. Nucl. Phys. A 824 (2009) 37.
3. A.V. Nesterov, V.S. Vasilevsky, T.P. Kovalenko. Phys. At. Nucl. 72 (2009) 1450.
4. V.I. Zhaba, Yu.A. Lashko, V.S. Vasilevsky. Phys. Rev. C 113 (2026) 034324.
5. V.I. Zhaba, Yu.A. Lashko, V.S. Vasilevsky. Phys. Rev. C 112 (2025) 014328.
6. D.R. Tilley et al. Nucl. Phys. A 745 (2004) 155.
7. S. Hayakawa et al. Astrophys. J. Lett. 915 (2021) L13.

SHELL EFFECTS AND THE NEUTRON EMISSION WITHIN THE MULTI-DIMENSIONAL LANGEVIN MODEL FOR NUCLEAR FISSION

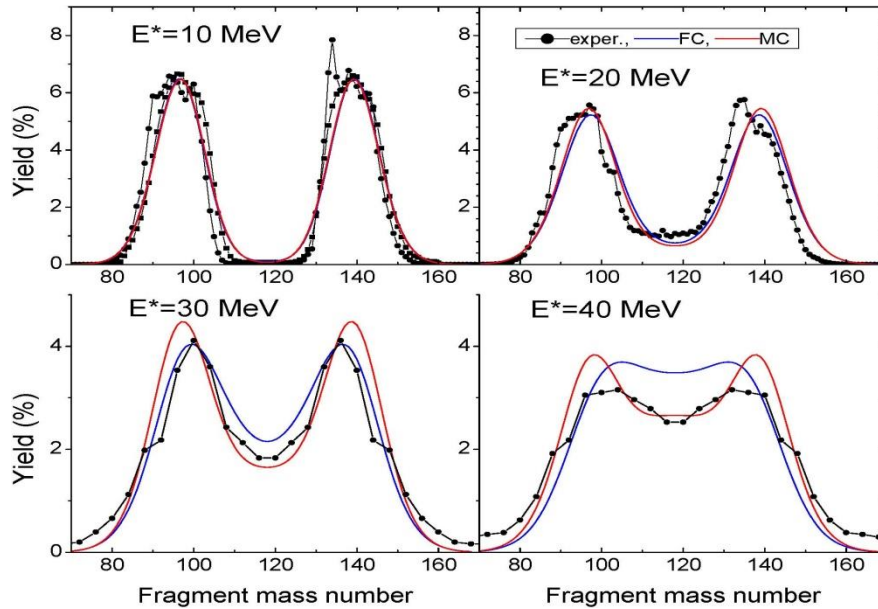
F. A. Ivanyuk¹, S. V. Radionov¹, C. Ishizuka², S. Chiba²

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

² *Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan*

We solve the Langevin equations for the time evolution of parameters that describe the shape of the fissioning system, see [1]. On each integration step, we calculate the probability of neutron emission and estimate whether a neutron would be emitted or not. If yes, we decrease the excitation energy of the nucleus by the neutron separation energy plus the average energy of the emitted neutron, switch to the layer of the potential energy surface with a smaller number of neutrons, and continue the process of integration. If the trajectory reaches the scission point, we check how many neutrons were emitted along this trajectory. The pre-scission neutron multiplicity M_{pre} is defined by the ratio of the total number of emitted neutrons to the total number of fission trajectories.

Besides M_{pre} , the mass distribution of fission fragments, the distribution of emitted neutrons with respect to the fission stage (deformation of the system), and the distribution of emitted neutrons with respect to their energies are calculated.



The comparison of the fission fragment mass distributions of the first chance (*blue lines*) and the multi-chance fission (*red lines*) of ^{236}U at a few values of the initial excitation energy E^* . The experimental mass distributions are shown by black lines with dots.

The calculated fission fragment mass distributions reproduce quite well the experimental data (Figure). For the instantaneous emission rate dN/dt , an analytical expression was derived based on the continuity equation and the Fermi-gas model.

The dependence of the number of emitted neutrons on the stage of fission is clarified. At $E^*=10$ MeV, all the neutrons are emitted after the system crosses the fission barrier. For larger excitation energy, a small portion of neutrons is emitted from the potential well around the ground state. The main part of pre-scission neutrons is emitted at larger deformations, between the saddle and scission.

The calculated pre-scission neutron multiplicity is in reasonable agreement with the available experimental data.

The Langevin model developed in the present work is a powerful tool for the investigation of the process of nuclear fission.

1. F.A. Ivanyuk et al. arXiv:2604.19576v2 [nucl-th] (2026). Submitted to Phys. Rev. C.

MULTICOMPONENT MODEL OF STRONGLY INTERACTING MATTER NEAR THE QCD CROSSOVER: LOW- AND HIGH-TEMPERATURE REGIMES

Y. D. Krivenko-Emetov^{1,2}

¹ *National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Kyiv, Ukraine*

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

Relativistic heavy-ion collisions create a short-lived strongly interacting system that evolves from a quark–gluon plasma to a hadronic fireball [1–3]. In the intermediate temperature region, a thermodynamic description must account not only for particle interactions but also for the rapid variation of the effective number of degrees of freedom. The standard multicomponent van der Waals model successfully describes finite-volume and mean-field effects at finite density; however, in its original form, it employs a fixed degeneracy factor and therefore cannot directly reproduce the lattice-QCD equation of state [4–7].

The aim of the present work is to develop a compact phenomenological framework that combines a multicomponent van der Waals description with a temperature-dependent effective degeneracy factor $g(T)$ and an effective chemical potential $\mu(T)$. Such an approach makes it possible to describe the QCD trace anomaly, i.e., a measure of the nonconformality of strongly interacting matter, and to interpret its maximum in the vicinity of the crossover region.

In the low-density approximation, the van der Waals equation can be written as

$$P(T, n) \simeq Tn[1 + B(T)n],$$

which is equivalent to an ideal gas with a shifted chemical potential [4, 5]

$$\mu_{\text{int}} = \mu - TB(T)n.$$

Therefore, the interaction can be represented as an effective modification of the occupation of thermodynamic states. For baryon-rich matter, this naturally corresponds to a renormalization of the effective chemical potential, whereas the mesonic sector requires a separate description of the dynamical emergence and disappearance of degrees of freedom.

The key observable is the trace anomaly

$$\Delta(T) = \frac{\varepsilon - 3P}{T^4},$$

which in QCD is associated with the breaking of scale invariance. From the thermodynamic identity $\varepsilon = T dP / dT - P$ it follows that $\Delta(T) = T d(P / T^4) / dT$. Consequently, the maximum of the trace anomaly appears where the dimensionless pressure P / T^4 changes most rapidly with temperature. In the proposed model, this rapid variation is effectively encoded in the function $g(T)$.

The temperature-dependent degeneracy factor is parameterized as

$$g(T) = \begin{cases} g_0 [1 + \alpha(T / T_H)^2], & T < T_H, \\ g_0 [1 + \alpha(T / T_H)^2] + g_\infty [1 - e^{-\beta(T - T_H)}], & T \geq T_H. \end{cases}$$

Below T_H , this form reflects the Hagedorn growth of the hadronic resonance density [8], while above the crossover region it describes the gradual activation of partonic degrees of freedom. The chosen parameterization $g(T)$ minimally reproduces the two expected regimes: the Hagedorn growth of hadronic states at $T < T_H$ and the gradual saturation of partonic degrees of freedom at $T \geq T_H$.

The effective thermodynamic shift of the chemical potential is parameterized as

$$\mu(T) = e_f - \frac{T}{m_{\text{eff}}},$$

which describes the diminishing role of bound hadronic configurations and the gradual approach to the quark–gluon regime.

As a result, the trace anomaly in two regions of the (μ, T) phase space can be approximately represented by expansions in the small parameters $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$ and $T \mu(T)/T_H^2 \ll 1$:

$$\Delta(T, \mu) = g(T) \left[1 + B \left(\frac{\mu(T)}{T} \right)^2 + \dots \right], \quad \Delta(T, \mu) = g(T) \left[1 + C (\mu(T) T)^2 + \dots \right]$$

Here $g(T)$ plays the role of an effective nonconformal spectral weight, while the factor involving $\mu(T)$ accounts for additional nonconformality associated with the baryonic population of the system. This formulation is phenomenological: it does not claim a microscopic derivation from first principles, but rather incorporates the dominant effects of interactions, spectral density, and the thermal activation of degrees of freedom.

The model parameters were determined through a χ^2 fit to lattice-QCD equation-of-state data [6, 7]. The resulting curve (Fig. 1) in the region $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$ reproduces the position of the trace-anomaly maximum at $T \approx 200$ MeV, its asymmetric shape, and the high-temperature tail. For the data set considered, the fit yields $\chi^2 = 5.56$ and $\chi_{\text{red}}^2 \approx 0.11$ [9]. The small value of the reduced chi-square indicates that the overall shape of the lattice data is well reproduced, although this result should be interpreted with some caution because of potentially conservative uncertainty estimates.

In the region $T \mu(T)/T_H^2 \ll 1$ (Fig. 2), the agreement becomes noticeably worse, with $\chi^2 = 42.86$ and $\chi_{\text{red}}^2 \approx 0.89$ [9]. This is likely related to the larger numerical and model uncertainties of lattice-QCD calculations in this regime.

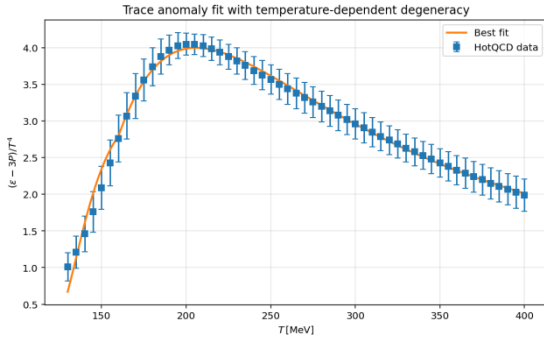


Fig. 1. Trace anomaly in the region $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$.

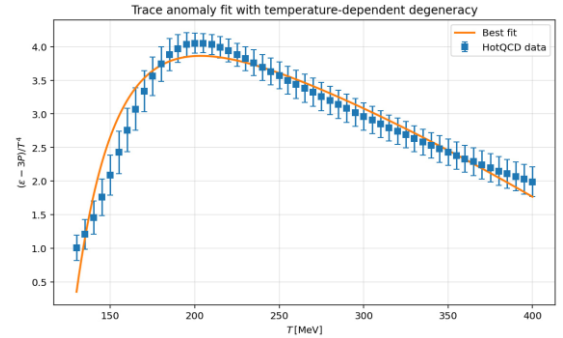


Fig. 2. Trace anomaly in the region $T \mu(T)/T_H^2 \ll 1$.

Physically, the peak of the trace anomaly arises from the competition between two mechanisms: the rapid growth of active hadronic and partonic degrees of freedom and the suppression of the effective chemical potential associated with deconfinement and the melting of bound states. The maximum of the trace anomaly can therefore be interpreted as a manifestation of a rapid crossover-driven redistribution between hadronic and partonic degrees of freedom. In the high-temperature limit, one expects an approach to the perturbative QCD regime, where $\Delta(T) \rightarrow 0$, in agreement with asymptotic freedom.

In summary, the proposed framework establishes a connection between van der Waals dynamics of hadronic matter, the Hagedorn spectrum, and lattice-QCD thermodynamics. Within this picture, the QCD crossover is not merely a change in the set of relevant degrees of freedom but rather a dynamical redistribution between hadronic and partonic regimes. Separate analyses were performed for the regimes of weak and strong effective baryonic population corresponding to $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$ and $T \mu(T)/T_H^2 \ll 1$, respectively. Future developments may include a microscopic derivation of $g(T)$, the Polyakov loop, temperature-dependent quasiparticle masses, transport coefficients and the speed of sound.

1. E.V. Shuryak. *The QCD Vacuum, Hadrons and Superdense Matter*. 2nd ed. (Singapore: World Scientific, 2004).
2. M. Gyulassy, L. McLerran. Nucl. Phys. A 750 (2005) 30.
3. P. Braun-Munzinger, J. Stachel. Nature 448 (2007) 302.
4. Y.D. Krivenko-Emetov. Lett. High Energy Phys. 2023 (2023) 401.
5. M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, Y.D. Krivenko. J. Phys. G 25 (1999) L75.
6. S. Borsanyi et al. Phys. Lett. B 730 (2014) 99.
7. A. Bazavov et al. Phys. Rev. D 90 (2014) 094503.
8. R. Hagedorn. Nuovo Cim. Suppl. 3 (1965) 147.
9. Y.D. Krivenko-Emetov. arXiv:2605.11952 (2026).

COULOMB EFFECTS IN THE DIFFRACTION APPROXIMATION FOR THE $C(d, p)$ REACTION

Ya. D. Krivenko-Emetov^{1,2}, B. I. Sydorenko

¹ National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Kyiv, Ukraine

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

One of the important problems of nuclear reaction physics is the investigation of diffraction breakup mechanisms of weakly bound nuclei and the role of Coulomb–nuclear interference in the formation of differential cross sections. Of particular interest is the $C(d, p)X$ reaction, which is sensitive both to the deuteron structure and to the features of nucleon–nucleus interactions [1, 2].

In the present work, the influence of the Coulomb interaction on the diffraction breakup of the deuteron on a ^{12}C target in the $C(d, p)X$ reaction is investigated within the framework of the Glauber–Sitenko approximation [2, 3]. The analysis includes Coulomb–nuclear interference, as well as small longitudinal components of the deuteron momentum transfer Q_z [4] in the laboratory frame and transverse momentum components k_x of the proton–neutron pair in the antilaboratory coordinate system (ALCS) [5]. The calculated invariant cross sections as functions of the longitudinal momentum are shown in Fig. 1 for two choices of the NN potential.

The differential cross section was calculated using the modified diffraction amplitude

$$F(\mathbf{Q}, \mathbf{k}) = F_{str}(\mathbf{Q}, \mathbf{k}) + \Delta F_C(\mathbf{Q}, \mathbf{k}),$$

where $F_{str}(\mathbf{Q}, \mathbf{k})$ is the diffraction amplitude without Coulomb corrections (for relative momentum $\mathbf{k}$), whereas $\Delta F_C(\mathbf{Q}, \mathbf{k})$ describes the Coulomb–nuclear interference contribution.

For the Coulomb correction, the following amplitude obtained within the small-parameter expansion was employed:

$$\Delta F_{\gamma}^p(\mathbf{Q}, \mathbf{k}) = \eta \frac{p_d}{2\pi} G\left(-\frac{1}{2}\mathbf{Q}_{\perp}, \mathbf{k}\right) \left\{ T_0^{(\gamma)}(\mathbf{Q}) - C_p T_{\beta}^{(\gamma)}(\mathbf{Q}, \mathbf{k}) \right\},$$

where $T_0^{(\gamma)}(\mathbf{Q})$, $T_{\beta}^{(\gamma)}(\mathbf{Q}, \mathbf{k})$ are momentum-dependent functions defined in Ref. [6], $C \equiv \frac{\sigma_p}{4\pi\beta_p^2} (1 - i\rho_p)$ and

the Sommerfeld parameter is given by $\eta = \frac{Z_A \alpha}{v_p} = 0.04$.

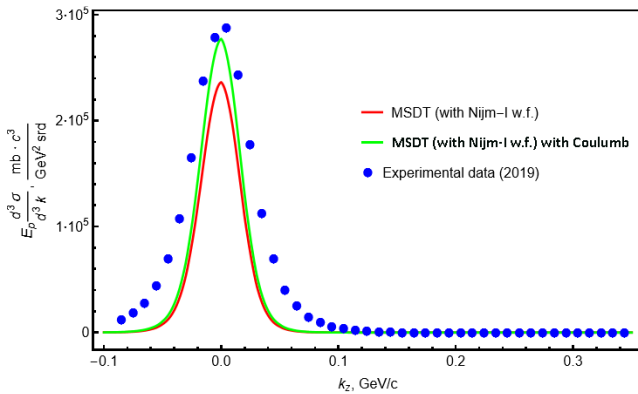


Fig. 1. Invariant cross section $E_p \frac{d^3 \sigma}{d^3 k}$ (with Nijm-I) as a function of the longitudinal momentum k_z (in the ALCS) for $\sigma_{pN} = 350$ mb, $\beta_p = 2.74 \text{ fm}^{-1}$, $\mu = 0.5 \text{ fm}$, $a = 1$, $k_x = 0.0001 \text{ GeV/c}$, $Q_z = -0.0025 \text{ GeV/c}$.

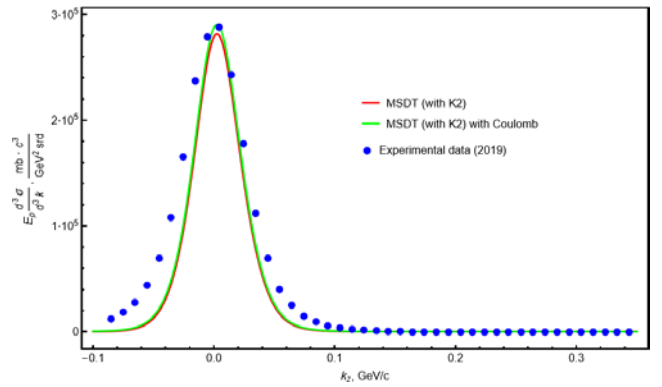


Fig. 2. Invariant cross section $E_p \frac{d^3 \sigma}{d^3 k}$ (with K2) as a function of the longitudinal momentum k_z (in the ALCS) for $\sigma_{pN} = 390$ mb, $\beta_p = 1.22 \text{ fm}^{-1}$, $\mu = 0.25 \text{ fm}$, $a = 1$, $k_x = 0.0001 \text{ GeV/c}$, $Q_z = -0.0025 \text{ GeV/c}$.

The obtained results demonstrate that inclusion of the Coulomb interaction leads to a noticeable enhancement of the differential cross section in the region of small relative proton-neutron momenta. It is found that taking into account only transverse momentum components is insufficient for describing the experimental data. Inclusion of small longitudinal momentum-transfer components improves the description of the proton-emission peak position; however, it does not substantially modify the dibaryon-enhancement region [5]. This behaviour is illustrated in Fig. 2, which shows the invariant cross section calculated with the K2 potential.

It is also shown that an increase in the transverse momentum is accompanied by an increase in the differential cross section, in agreement with previous estimates obtained for a proton target [5]. The inclusion of Coulomb–nuclear interference provides significantly better agreement between theoretical predictions and experimental data.

The results indicate the necessity of considering additional mechanisms of deuteron breakup, in particular the contribution of the d -wave component of the deuteron wave function. Owing to its larger root-mean-square radius, this component may substantially affect the behavior of the cross section in the region of small relative momenta.

1. A.P. Kobushkin. Phys. Lett. B. 421 (1998) 53.
2. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov. Ukr. J. Phys. 53(8) (2008) 751.
3. R.J. Glauber. Nucl. Phys. B 21 (1970) 135.
4. V.K. Tartakovsky, A.V. Fursaev, B.I. Sidorenko. Phys. Atom. Nucl. 68 (2005) 35.
5. Ya.D. Krivenko-Emetov, B.I. Sidorenko. Nucl. Phys. At. Energy 27(1) (2026) 16.
6. Ya.D. Krivenko-Emetov, B.I. Sydorenko. Submitted to arXiv (2026).

РЕЛАКСАЦІЯ ОДНОЧАСТИНКОВОГО ЗБУДЖЕННЯ У ФЕРМІ-СИСТЕМІ В РАМКАХ ДИФУЗІЙНОГО НАБЛИЖЕННЯ КІНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ

С. В. Лук'янов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Основною метою роботи є дослідження часових масштабів релаксації одночастинкового збудження в системі Фермі, яка розглядається в межах дифузійного наближення кінетичної теорії, у порівнянні з типовим часом двочастинкової релаксації в ядрі. З цією метою в рамках дифузійного наближення проаналізовано процеси релаксації однонуклонного збудження в атомному ядрі, змодельованому, як сферично-симетрична система Фермі в імпульсному та координатному просторах. Для опису матерії всередині такої системи застосовано наближення нескінченної ядерної речовини у якому не враховувався внесок від краю системи. Модель описувалася дифузійним рівнянням:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{K_{p,0}}{m} \left[p(1-2f) \frac{\partial f}{\partial p} + 3f(1-f) \right] + D_{p,0} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial p^2} + \frac{2}{p} f \right] \quad (1)$$

із постійними кінетичними коефіцієнтами дифузії $D_{p,0}$ та дрейфу $K_{p,0}$. Їхні значення вибиралися на основі попередніх досліджень таким чином, щоб співвідношення $T_{eq} = -D_{p,0} / K_{p,0}$, що визначає рівноважну температуру системи, залишалося фізично прийнятним [1].

Головна ідея роботи полягала у виокремленні одночастинкового збудження із східчастого початкового стану остова, рис. 1, на фоні якого відбувається його релаксація. У цьому контексті розглянуто три характерні часові масштаби: час релаксації всієї системи, час релаксації східчастого розподілу остова та час релаксації ізолюваного одночастинкового збудження.

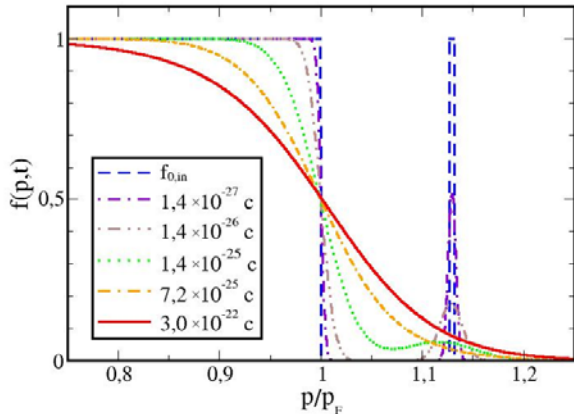


Рис. 1. Профілі функції розподілу $f(p, t)$ у різні моменти часу t , зазначені в підписах. Пунктирна крива – початкова функція розподілу, суцільна крива – рівноважна функція розподілу Фермі. p_F – імпульс Фермі.

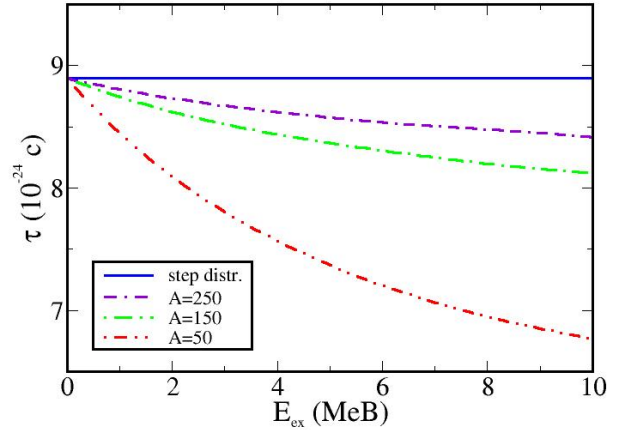


Рис. 2. Час релаксації ядра τ залежно від енергії однонуклонного збудження E_{ex} . Розрахунки подано для масових чисел $A = 50, 150$ та 250 .

Розрахунки показали, рис. 2, що в усіх випадках характерний час релаксації має порядок $\tau \sim 10^{-24}$ с, що є надто малим і не узгоджується з типовим часом двочастинкової релаксації в ядрі $\tau_{coll} \sim 10^{-23} \div 10^{-22}$ с [2]. Виокремлення лише одночастинкового збудження засвідчило, що його релаксація відбувається на тому ж часовому масштабі, що й для системи загалом. При цьому характерний час виявився ще меншим, ніж у випадку східчастого розподілу, що є природним, адже саме за рахунок одночастинкових зіткнень відбувається релаксація остова системи. Отримані залежності часу релаксації від енергії збудження демонструють низку характерних закономірностей. Зокрема, час релаксації всієї системи τ зменшується зі зростанням енергії збудження E_{ex} , тоді як для однонуклонного збудження, рис. 3, навпаки, спостерігається збільшення τ_1 . При зростанні масового числа A в обох випадках характерний час релаксації також зростає, причому для системи вцілому він поступово наближається до значення, характерного для нескінченної ядерної матерії: $\tau_0 \approx 8,9 \cdot 10^{-24}$ с.

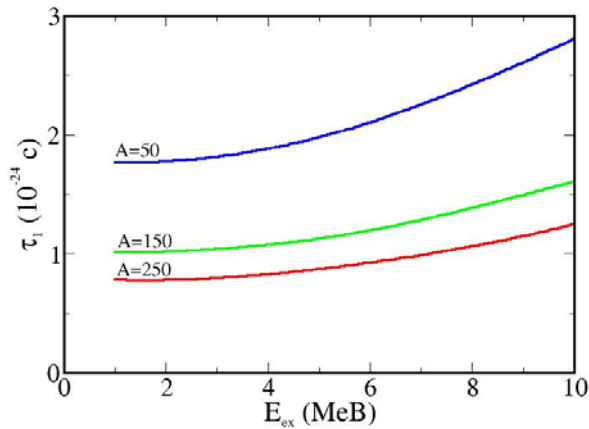


Рис. 3. Час релаксації одностуклонного збудження τ_1 залежно від енергії збудження E_{ex} . Розрахунки подано для масових чисел $A = 50, 150$ та 250

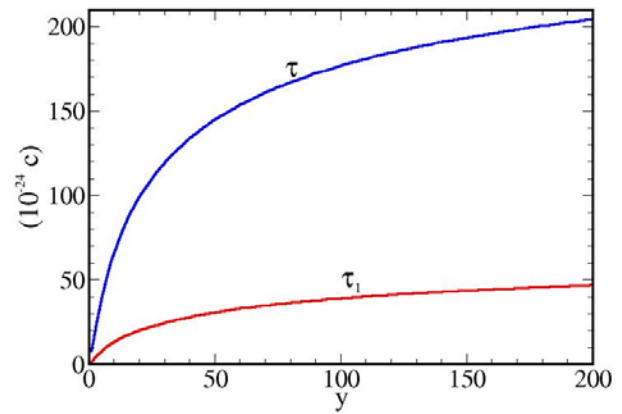


Рис. 4. Час релаксації системи в цілому τ та одночасинкового збудження τ_1 у залежності від параметра u . Розрахунок виконано для масового числа $A = 150$ та енергії збудження $E_{ex} = 10$ MeV.

Показано, що часовий масштаб релаксаційних процесів визначається виключно величинами кінетичних коефіцієнтів дифузії та дрейфу. Їх варіювання дає змогу дослідити зміну часових масштабів релаксації. Для цього було введено масштабуючий дільник u , за допомогою якого обидва коефіцієнти змінювалися лінійно при збереженні їхнього співвідношення. Встановлено, що зі збільшенням u зростають часи релаксації τ та τ_1 , рис. 4. Отже, досягнення більших значень часів релаксації можливе лише за рахунок істотного зменшення кінетичних коефіцієнтів, проте такі їхні величини суперечать попереднім оцінкам.

Таким чином, у роботі констатовано наявність суперечності у визначенні величин кінетичних коефіцієнтів дифузії та дрейфу. Ця неузгодженість вимагає подальшого детального аналізу, зокрема уточнення припущень дифузійного наближення та можливого впливу квантових ефектів на процес релаксації.

1. V. M. Kolomietz, S.V. Lukyanov. Int. Journ. Mod. Phys. E24 (2015) 1550023.
2. V. M. Kolomietz, S. Shlomo. Rep. Prog. Phys. 68 (2004) 1.

MICROSCOPIC FOLDING POTENTIAL IN FUSION OF $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ WITH INCLUSION OF QUARK EFFECTS IN NUCLEI

S. P. Maydanyuk^{1,2}, K. Tsushima³, G. Ramalho⁴, K. A. Shaulskyi², J.-J. Xie^{1,5,6}

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

² *Southern Center for Nuclear-Science Theory, Institute of Modern Physics, Huizhou, China*

³ *Laboratory of Theoretical and Computational Physics, University of the City of São Paulo, São Paulo, Brazil*

⁴ *OMEG Institute and Soongsil University, Seoul, South Korea*

⁵ *Heavy Ion Science and Technology Key Laboratory, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou, China*

⁶ *School of Nuclear Sciences and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, China*

The report presents the development of a new method for incorporating quark effects into the microscopic folding formalism in describing the scattering of light nuclei with the possibility of fusion. The fusion process is performed on the basis of an understanding of how a compound nucleus is formed during such a reaction. Note that the inclusion of quarks into the microscopic folding formalism has not been studied yet.

For such a study, the following methods have been developed:

- Synthesis of nuclei in reaction is investigated within the folding approximation of the cluster model, created by a semi-realistic nucleon-nucleon potential and shell-model description of the internal structure of interacting nuclei [1–2].
- Characteristics of nucleons in nuclei are changed due to the influence of quarks in nuclei according to the Quark-meson-coupling model (QMC [3–4]).
- Formation of compound nucleus and fusion are studied with high precision and tests on the basis of the method of Multiple Internal Reflections.

The following results are obtained:

- Parameters and wave functions of resonance states of ^{24}Mg are determined in the fusion of two ^{12}C nuclei. This process is studied with the influence of quarks in nuclei (quark effects) and without such influence.
- In both cases, clear maxima of the probability of formation of the compound nucleus are established. Such a phenomenon has not been studied taking into account quark effects.
- The difference between quasibound energies in the synthesis of ^{24}Mg for the folding potential taking into account quark effects and without those is established.
- Only the first quasibound energies for $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ are smaller than the barrier maximums. At the first quasibound energy, the compound nuclear system has a barrier that prevents its decay from going through the tunneling phenomenon. This is the new excited stable nucleus ^{24}Mg synthesized in the reaction.

Investigation has shown visible changes in the formation of the compound nucleus in the reaction after inclusion of quark effects in nuclei. Synthesis of isotopes of Magnesium from isotopes of Carbon is estimated. All calculations are obtained with comparison to available experimental data.

1. S.P. Maydanyuk et al. [arXiv: 2510.05726 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/2510.05726) (2025).
2. S.P. Maydanyuk, V.S. Vasilevsky. Phys. Rev. C108 (2023) 064001; [arXiv: 2304.04082 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/2304.04082) (2023).
3. K. Saito, K. Tsushima, A.W. Thomas. Prog. Part. Nucl. Phys. 58 (1) (2007) 1.
4. K. Tsushima. Prog. Theor. Exp. Phys. 4 (2022) 043D02; 2008. [arXiv: 2008.03724 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2008.03724) (2022).

STUDY OF DARK PHOTONS IN PROTON-NUCLEUS SCATTERING

S. P. Maydanyuk^{1,2}, P.-M. Zhang³

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

² *Southern Center for Nuclear-Science Theory, Institute of Modern Physics, Huizhou, China*

³ *School of Physics and Astronomy, Sun Yat-Sen University, Zhuhai, China*

New investigations in the study of dark photons emitted in the process of scattering of protons on nuclei will be reported in the talk. Dark photons – hypothetical gauge bosons associated with a hidden U(1) symmetry – represent one of the most actively discussed candidates for mediators of dark matter interactions with the Standard Model sector. Their experimental detection remains a fundamental challenge of modern nuclear and particle physics, motivating the development of new theoretical frameworks capable of predicting observable cross sections and angular distributions. According to the theoretical model proposed in Ref. [1], it is supposed that such photons can be emitted via an intermediate channel of production of charged pions in proton-nucleus reactions. These pions subsequently undergo decay with the emission of dark photons, providing a potentially measurable signal in a kinematic region that is experimentally accessible at existing and planned accelerator facilities. The coupling constant of dark photons to ordinary photons (kinetic mixing parameter ϵ) governs the production rate and is constrained by existing data from beam-dump and collider experiments. To investigate this phenomenon, a new microscopic model has been developed, which is based on previous investigations and the formalism established in Refs. [2, 3]. The model incorporates a quantum-mechanical description of the proton-nucleus scattering process, a realistic treatment of pion production within the nuclear medium, and a subsequent calculation of the dark photon yield from pion decay. Special attention is paid to the role of nuclear structure effects and Coulomb distortions in the entrance channel, both of which can significantly modify the predicted spectra. The theoretical formalism adopted in the present work treats the proton-nucleus interaction within the optical model framework, employing a complex optical potential that accounts for both elastic and inelastic channels. Pion production is described using an effective Lagrangian approach that captures the dominant $\Delta(1232)$ -resonance mechanism, which is known to be the primary source of pion yield at beam energies in the range of several hundred MeV to a few GeV. The subsequent dark photon yield from charged pion decay ($\pi^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \gamma$) is evaluated by integrating over the pion phase space weighted by the appropriate branching ratio as a function of the kinetic mixing parameter ϵ . The resulting dark photon differential spectra are obtained as a function of energy and emission angle, providing direct input for the design of detection strategies at existing fixed-target facilities.

The approach developed here is conceptually related to, yet methodologically distinct from, existing calculations of ordinary bremsstrahlung emission in proton-nucleus collisions studied in Refs. [2, 3], where the electromagnetic field of the decelerating proton directly produces photons in the nuclear Coulomb field. The present pion-mediated channel offers a sensitivity to the dark sector that is complementary to direct bremsstrahlung searches, since it probes a different kinematic region and is governed by a distinct production mechanism with its own set of nuclear-structure dependencies. Estimates of the expected signal rates suggest that, for values of the mixing parameter ϵ in the range 10^{-4} – 10^{-3} , the dark photon yield per proton-on-target at beam energies of 1–2 GeV is potentially large enough to be distinguished from the Standard Model background with modest detector requirements, making this channel practically accessible at proton accelerators operated for nuclear physics research purposes.

In the report, a short review of the current status of this topic will be presented, including a discussion of the most relevant experimental constraints and theoretical predictions available in the literature. The model for the study of this phenomenon will be described in detail, with numerical estimations of the dark photon production cross sections and their dependence on beam energy and nuclear target. Comparisons with existing bremsstrahlung calculations and prospects for experimental verification at future facilities will also be discussed. The results indicate that proton-nucleus scattering may provide a competitive complementary channel for dark photon searches at intermediate energies.

1. D. Curtin, Y. Kahn, R. Nguyen. Phys. Rev. D 108 (2023) 095039.
2. S.P. Maydanyuk et al. [arXiv: 2510.05726 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/2510.05726) (2025).
3. S.P. Maydanyuk, V.S. Vasilevsky. Phys. Rev. C108 (2023) 064001; [arXiv: 2304.04082 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/2304.04082) (2023).

SPIRAL STRUCTURE AND LOGARITHMIC EVOLUTION OF DEUTERON FORM FACTORS: EVIDENCE FOR A TRANSITIONAL REGIME IN QCD

I. Yu. Myroshnykova¹, Ya. D. Krivenko-Emetov^{1,2}

¹ *National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Kyiv, Ukraine*

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

Elastic electron–deuteron scattering is one of the most informative processes for studying the transition from the hadronic description of the deuteron to the quark-gluon picture. At large momentum transfers Q^2 , a transition from the nucleonic description of the deuteron to perturbative QCD (pQCD) is expected, accompanied by the dominance of quark degrees of freedom and the logarithmic evolution of scattering amplitudes [1–3].

In the present work, the deuteron structure functions $A(Q^2)$ and $B(Q^2)$, differential cross sections, and tensor polarization observables are investigated, taking into account the hierarchy of helicity amplitudes, anomalous dimensions of six-quark operators, and two-photon-exchange (TPE) effects. The main goal is to determine whether the currently available experimental data have already reached the asymptotic QCD regime or correspond instead to a transitional region between nucleon–meson and quark–gluon descriptions.

In elastic (ed) scattering, the deuteron electromagnetic current is described by three independent helicity amplitudes, G_{00} , G_{+0} and G_{+-} . In perturbative QCD, helicity-flip transitions are suppressed by additional powers of $1/Q$, leading to the hierarchy

$$G_{00} \gg G_{+0} \gg G_{+-}.$$

The leading helicity amplitude is parameterized as:

$$G_{\lambda\lambda}(Q^2) = N_{\lambda\lambda} G_D^2(Q^2) Q^{-n_{\lambda\lambda}} L^{-\Gamma_{\lambda\lambda}}, \quad L = \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}.$$

Here $G_D(Q^2)$ is the nucleon dipole form factor, $\Gamma_{\lambda\lambda}$ are effective logarithmic exponents associated with anomalous dimensions, and $n_{\lambda\lambda}$ characterize helicity suppression. After factorization of the nucleon structure, a residual logarithmic dependence naturally emerges because the reduced deuteron form factor behaves as $\alpha_s(Q^2) L^{\Lambda_Y}$. For the helicity channels, the hierarchy

$$\Gamma_{00} \simeq 1 - \varepsilon, \quad \Gamma_{+0} \simeq 1.18 - \varepsilon, \quad \Gamma_{+-} \simeq 1.36 - \varepsilon$$

is considered. The deuteron structure functions are expressed through the electromagnetic form factors:

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{2}{3} \eta G_M^2(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(Q^2), \quad B(Q^2) = \frac{4}{3} \eta (1 + \eta) G_M^2(Q^2),$$

where $\eta = Q^2 / (4M_d^2)$. Consequently, $A(Q^2)$ is primarily governed by the dominant helicity-conserving amplitude G_{00} , whereas $B(Q^2)$ is significantly more sensitive to subleading helicity channels and therefore provides a more stringent test of deviations from the simple asymptotic QCD behavior.

Particular attention is paid to the contribution of two-photon exchange (TPE). Its effect cannot be reduced to a simple normalization correction; rather, it effectively distorts the helicity structure of the scattering amplitudes [4, 5]. In the phenomenological description, this effect is incorporated at the level of the structure functions [6]:

$$A(Q^2) = A_{1\gamma}(Q^2) \left[1 + \delta_A^{(2\gamma)}(Q^2) \right], \quad B(Q^2) = B_{1\gamma}(Q^2) \left[1 + \delta_B^{(2\gamma)}(Q^2) \right].$$

To describe the experimental data, three classes of parameterizations were considered: pre-asymptotic, effective-twist, and modified logarithmic models:

$$f_1: G_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^4} (1 + cQ^2) L^{-\Gamma_{00}}, G_{+0} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^5} (1 + cQ^2) L^{-\Gamma_{10}}, G_{+-} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^6} (1 + cQ^2) L^{-\Gamma_{11}}, \quad (1)$$

$$f_2: G_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{00}^2} L^{-\Gamma_{00}}, G_{+0} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{10}^2} \frac{L^{-\Gamma_{10}}}{Q}, G_{+-} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{11}^2} \frac{L^{-\Gamma_{11}}}{Q^2}, \quad (2)$$

$$f_3: G_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} L^{-(\Gamma_{00}+k)}, G_{+0} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} \frac{L^{-(\Gamma_{10}+k)}}{Q}, G_{+-} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} \frac{L^{-(\Gamma_{11}+k)}}{Q^2}. \quad (3)$$

The model parameters were determined by minimizing a global χ^2 , (χ^2) function simultaneously incorporating data on $A(Q^2)$, $B(Q^2)$, differential cross sections, and tensor polarization observables. A combined optimization procedure employing differential evolution for global minimization and the Powell algorithm for local refinement was used.

The best overall description of the experimental data is obtained with the f_1 model, yielding $\chi^2/\text{dof} \sim 1.15$, whereas the f_2 and f_3 parameterizations give larger values of approximately 1.52 and 1.39, respectively [7]. This indicates that the available data are better described not by a purely asymptotic QCD framework, but by a pre-asymptotic parameterization incorporating effective multi-quark correlations. The structure function $A(Q^2)$ and the reduced differential cross section are described similarly by all models (Figs. 1 and 2), whereas $B(Q^2)$ and, in particular, the tensor observable $t_{21}(Q^2)$ exhibit significant differences between the parameterizations (Figs. 3 and 4).

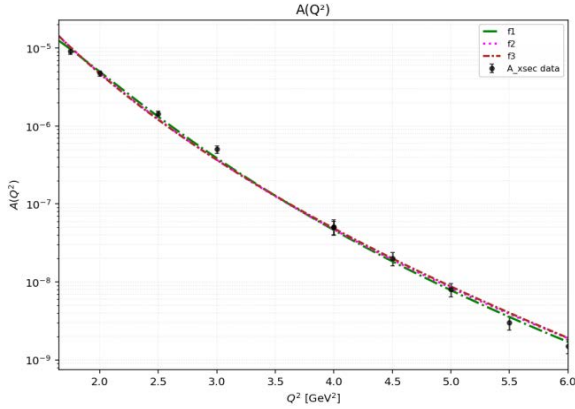


Fig. 1. Structure function $A(Q^2)$.

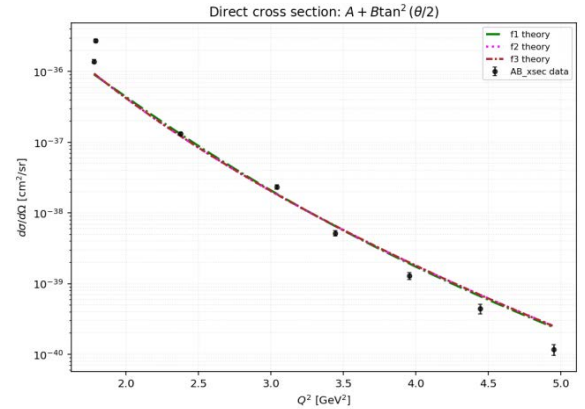


Fig. 2. Reduced cross section $A + B \tan^2(\theta/2)$.

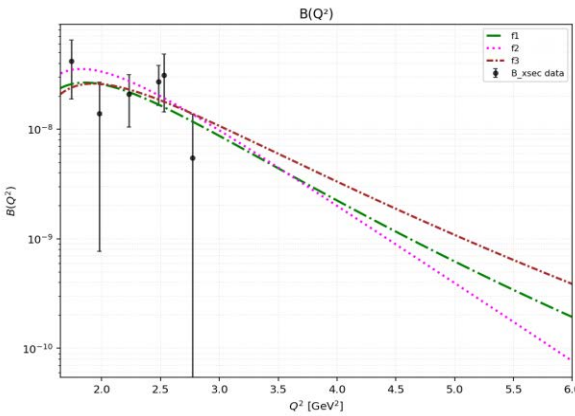


Fig. 3. Structure function $B(Q^2)$.

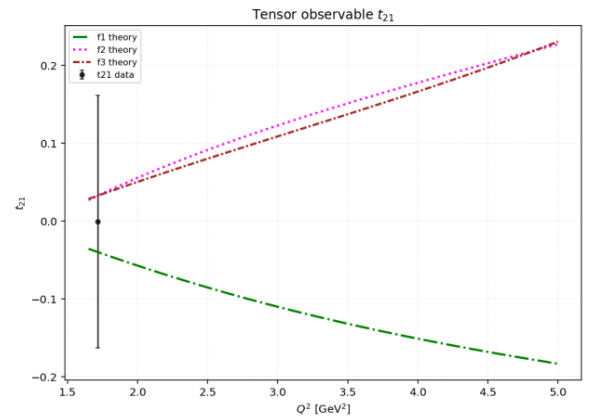


Fig. 4. Tensor observable $t_{21}(Q^2)$.

The results indicate that the investigated Q^2 region corresponds to a transitional regime between hadronic and quark–gluon dynamics. In this region, the helicity-conserving amplitude remains dominant; however,

subleading helicity channels and TPE corrections have a substantial impact on $B(Q^2)$ and polarization observables. This is consistent with the picture of short-range six-quark configurations and a possible hidden-color contribution to the deuteron structure.

Particularly promising are future high-precision measurements of $t_{21}(Q^2)$ at large Q^2 , since this observable is especially sensitive to the underlying dynamical model and to the nature of the transition toward the asymptotic QCD regime.

1. S.J. Brodsky, G.R. Farrar. Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1153.
2. S.J. Brodsky, G.P. Lepage. Phys. Rev. D 22 (1980) 2157.
3. A.P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov. Nucl. Phys. At. Energy 3(11) (2003) 49.
4. A.P. Kobushkin, Y.D. Krivenko-Emetov, S. Dubnička. Phys. Rev. C 81 (2010) 054001.
5. A.P. Kobushkin et al. Phys. Rev. C 84 (2011) 054007.
6. Ya.D. Krivenko-Emetov, O.S. Shevchuk. Nucl. Phys. At. Energy 25(4) (2024) 309.
7. Y.D. Krivenko-Emetov, I.Yu. Myroshnykova. arXiv:2605.08225 (2026).

HIGGS BOSON PRODUCTION IN ASSOCIATION WITH A SINGLE TOP QUARK AS A PROBE OF THE TOP YUKAWA COUPLING

T. V. Obikhod, I. O. Petrenko

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

The associated production of a Higgs boson with a single top quark (th) constitutes a uniquely sensitive probe of the magnitude and sign of the top-Higgs Yukawa coupling. Owing to destructive interference between diagrams involving Higgs couplings to fermions and electroweak gauge bosons, the Standard Model predicts a strongly suppressed th production rate. Any deviation from this structure, including a sign inversion of the Yukawa coupling, leads to substantial enhancements in both inclusive cross sections and characteristic kinematic observables. In this contribution, we present a detailed phenomenological study of thq and twh production at the LHC, based on Monte Carlo simulations calibrated to ATLAS Run-2 analyses [1].

Higgs boson production in association with a single top quark proceeds primarily through two electroweak subprocesses: the tHq mode, dominated by t-channel single-top production, and the twh mode, involving the associated production of a Higgs boson with a top quark and a W boson. A third, s-channel contribution is numerically negligible at the LHC and is therefore omitted. Two examples of dominant leading-order (LO) Feynman diagrams for the thq and twh processes, both in the 4FS, are shown in Fig. 1.

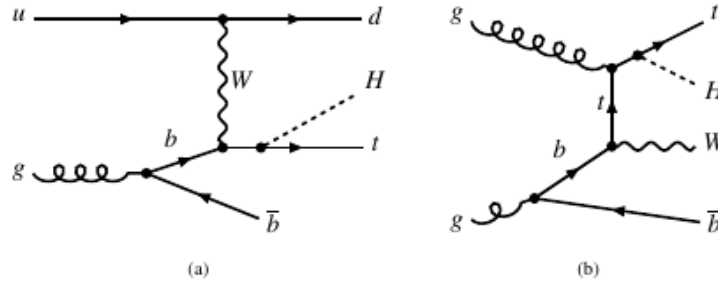


Fig. 1. Feynman diagrams for (a) thq and (b) twh production at LO, [1].

A key aspect of accurate modeling lies in the treatment of bottom quarks in the initial state. In this study, the thq process is simulated in the four-flavor scheme (4FS), where the bottom quark is treated as massive and absent from the proton PDFs, while tWH production is modeled in the five-flavor scheme (5FS), allowing for initial-state bottom quarks. This approach follows established ATLAS practice and minimizes double counting with related processes such as tth.

Event generation is performed using MadGraph5_aMC@NLO at leading order with MLM jet merging. Dynamic renormalization and factorization scales are employed, and ATLAS-like selection cuts are applied. The results of computer modeling with the inclusion of kinematical data and Flavor Schemes are presented in the Table.

Production cross sections for thq and twh processes

Process	Cross-Section (pb)	Notes
$pp \rightarrow \text{thq (LO)}$	0.0015	Basic LO calculation
$pp \rightarrow \text{thq (NLO)}$	0.028	Basic NLO calculation
$pp \rightarrow \text{thq (4FS, without b)}$	0.047	LO+MLM at 13 TeV
$pp \rightarrow \text{thq (4FS, without b)}$	0.056	LO+MLM at 14 TeV
$pp \rightarrow \text{twh (LO)}$	0.0076	Basic LO calculation
$pp \rightarrow \text{twh (5FS, with b)}$	0.022	LO+MLM at 13 TeV
$pp \rightarrow \text{twh (5FS, with b)}$	0.027	LO+MLM at 14 TeV

Under the Standard Model hypothesis ($\kappa_t = +1$), the combined tH production cross section at $\sqrt{s} = 13$ TeV is found to be of order 90 fb at NLO accuracy, with thq providing the dominant contribution. The ATLAS NLO SM cross section for th (thq + twh) is 89.5 fb (0.0895 pb) [1, 2], while the calculated scaled $\sigma(\text{th})$ is 85.9 fb, i.e., $\sim 4.0\%$ lower than the SM NLO value, which lies within the quoted QCD scale uncertainties ($+6.5\% / -14.9\%$) and PDF+ α_s uncertainties ($\pm 3.7\%$).

In the inverted Yukawa coupling scenario ($\kappa_t = -1$) [3], the destructive interference is converted into a constructive one, leading to a substantial enhancement of the production rate. At LO+MLM level, the total $t\bar{t}h$ cross section increases by a factor of approximately 4–5 relative to the SM prediction. When extrapolated to NLO accuracy, this enhancement approaches an order of magnitude, in qualitative agreement with ATLAS theoretical benchmarks.

Beyond inclusive rates, the kinematic structure of $t\bar{t}h$ events provides critical discriminatory power. We analyze a set of observables commonly used in experimental multivariate analyses, including the scalar sum of transverse momenta (H_T), transverse momentum spectra of the Higgs boson, top quark, and W boson, the pseudorapidity distribution of the forward jet, and angular separations between final-state objects.

For the $t\bar{t}h$ process, the presence of a forward light-flavor jet at large pseudorapidity remains a defining feature, largely insensitive to the sign of the Yukawa coupling (Fig. 2).

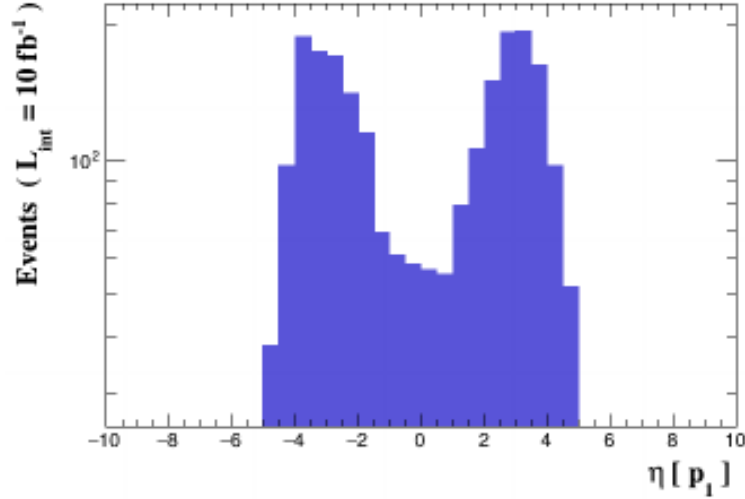


Fig. 2. The pseudorapidity distribution η of a jet [4].

The Higgs transverse momentum spectrum is dominated by low and intermediate values, with a mild hardening observed in the inverted coupling scenario. Angular separations between the Higgs boson and the forward jet peak at large values, reflecting the characteristic t -channel topology.

The associated production of a Higgs boson with a single top quark represents one of the most sensitive probes of the top–Higgs Yukawa interaction currently accessible at the LHC. Through a detailed simulation study aligned with ATLAS analyses, we have demonstrated that simplified LO+MLM modeling, when properly normalized, provides a reliable qualitative description of both inclusive and differential $t\bar{t}h$ observables. The use of the four-flavor scheme for $t\bar{t}h$ and the five-flavor scheme for $t\bar{t}h$, together with dynamic scale choices and ATLAS-motivated selection criteria, allows for a controlled comparison with experimental measurements. After applying appropriate K-factors to approximate NLO QCD corrections, the resulting Standard Model prediction for the total $t\bar{t}h$ cross section at $\sqrt{s} = 13$ TeV is found to be in good agreement with the NLO theoretical expectation, within the quoted scale and PDF uncertainties.

A central outcome of this study is the explicit demonstration of the dramatic enhancement of the $t\bar{t}h$ production rate under an inverted top Yukawa coupling scenario ($\kappa_t = -1$). In this case, the destructive interference present in the Standard Model is converted into a constructive one, leading to an increase of the total cross section by several factors already at LO+MLM level, and by nearly an order of magnitude when extrapolated to NLO accuracy. Our results qualitatively and quantitatively support the interpretation of the mild excess reported by ATLAS [1] in terms of scenarios with modified top–Higgs interactions.

1. ATLAS Collaboration. arXiv:2508.14695 [hep-ex] 2025.
2. F. Demartin et al. Eur. Phys. J. C 75 (2015) 267; arXiv:1504.00611 [hep-ph] (2015).
3. T.M.P. Tait, C.-P. Yuan. Phys. Rev. D 63 (2000) 014018; arXiv:hep-ph/0007298 (2000).
4. T. Obikhod, I. Petrenko. arXiv:2603.03404 [hep-ph] (2026).

MULTICHANNEL UNITARITY AND THE EFFECTIVE CROSS SECTION OF $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$: IMPLICATIONS FOR THE LAWSON CRITERION

S. O. Omelchenko

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

The reaction $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ ($Q = +8.682$ MeV) is the leading candidate for aneutronic thermonuclear fusion without primary neutrons. A precise, effective cross section $\sigma_{3\alpha}(E)$ is a prerequisite for an honest assessment of the Lawson criterion for $p + {}^{11}\text{B}$ plasma devices, including laser-driven experiments by HB11 Energy [1] and magnetic confinement (LHD) [2].

We demonstrate that single-channel and geometrically motivated descriptions of $\sigma_{3\alpha}$ are fundamentally incompatible with S-matrix unitarity $S^\dagger S = 1$, which constrains the total probability flux across all open channels simultaneously. At $E_p \approx 2.65$ MeV ($J^\pi = 2^+$, $E_x \approx 18.39$ MeV in ${}^{12}\text{C}^*$), at least 6 channels are open. The 3α branching ratio $\text{BR}_{3\alpha}(E_r) \approx 40\text{--}43\%$ [3], not 100 % as in the naive geometric estimate $\sigma_{\text{geom}} = \pi\lambda^2 g_J$ ($\text{BR}_{3\alpha} \equiv 1$), leading to a systematic overestimate by a factor $1/\text{BR}_{3\alpha} \approx 2.3$.

A systematic progressive R-matrix analysis is presented (Fig. 1): M_2 (1-ch $3\alpha \rightarrow M_3$ (${}^8\text{Be}(2^+) \rightarrow M_4$ (+direct $3\alpha \rightarrow M_5$ ($+\gamma \rightarrow M_6$ (+inelastic) $\rightarrow$ 12-channel model. Each added channel successively improves χ^2 and converges toward Sikora & Weller (2016) values [3]. Constructive interference between ${}^8\text{Be}(0^+)$ and ${}^8\text{Be}(2^+)$ pathways is the primary mechanism generating the observed asymmetric $\sigma_{3\alpha}$ lineshape near 2.65 MeV, absent in all single-channel models [4, 5].

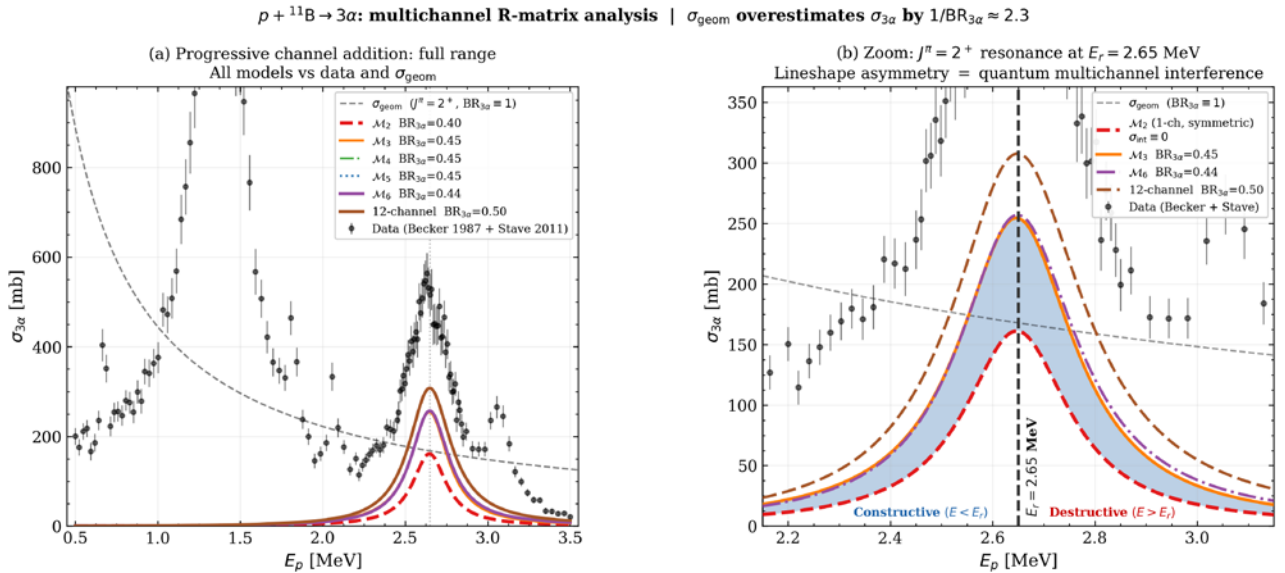


Fig. 1. *a* – All models M_2 – M_6 and 12-channel overlaid: $\sigma_{3\alpha}(E)$ [mb] vs energy, with data (Becker 1987 + Stave 2011 [4, 5]) and geometric limit σ_{geom} ($J^\pi = 2^+$, $\text{BR}_{3\alpha} \equiv 1$, dashed). All multichannel models lie below σ_{geom} ($\text{BR}_{3\alpha} < 1$). *b* – Zoom on the 2.65 MeV resonance: M_2 (dashed, symmetric Lorentzian, $\sigma_{\text{int}} \equiv 0$) vs M_3 , M_6 , 12-ch (asymmetric). Blue/red shading: constructive/destructive interference zones generated by adding the ${}^8\text{Be}(2^+)$ exit channel. The lineshape asymmetry is absent in M_2 and cannot be reproduced by any single-channel model.

The constructive interference zone ($E < E_r$) enhances $\sigma_{3\alpha}(E)$ by up to 30–60 % in the sub-resonance region that dominates the Gamow integral at fusion-relevant temperatures $T \sim 100\text{--}400$ keV; the net effect is a direct improvement of the thermally averaged reactivity $\langle \sigma v \rangle(T)$ and a corresponding reduction of the minimum Lawson product: $\sigma_{\text{int}}(E < E_r) > 0 \Rightarrow \langle \sigma v \rangle_{3\alpha}(M_6) > \langle \sigma v \rangle_{3\alpha}(M_2) \Rightarrow (\tau\eta)_{\text{min}}(M_6) < (\tau\eta)_{\text{min}}(M_2)$.

The corrected $\sigma_{3\alpha}$ propagates through $\sigma_{3\alpha} \rightarrow \langle \sigma v \rangle_{3\alpha}(T) \rightarrow (\tau\eta)_{\text{min}}$. The geometric estimate overestimates the thermally averaged reactivity $\langle \sigma v \rangle_{3\alpha}(T)$ by a factor of 1.3–2.3 (largest at $T < 200$ keV). Fig. 2 shows the resulting minimum Lawson product $(\tau\eta)_{\text{min}}$: $M_2 - 3.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}$; $M_6 - 1.7 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}$; 12-channel – $1.3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}$ [6]. The ratio $F \approx 0.6 = (\tau\eta)_{\text{min}}(M_6)/(\tau\eta)_{\text{min}}(M_2)$ provides a concrete quantitative correction: within the $J^\pi = 2^+$ model hierarchy, $F < 1$ because constructive interference raises the partial $\sigma_{3\alpha}(J^\pi = 2^+)$ in M_3 vs M_2 . The physically critical comparison is to the geometric limit ($\text{BR}_{3\alpha} \equiv 1$): the true $\text{BR}_{3\alpha} \approx 43\%$ implies the geometric estimate overestimates $\sigma_{3\alpha}$ and thereby underestimates $(\tau\eta)_{\text{min}}$ by a factor ≈ 2.3 .

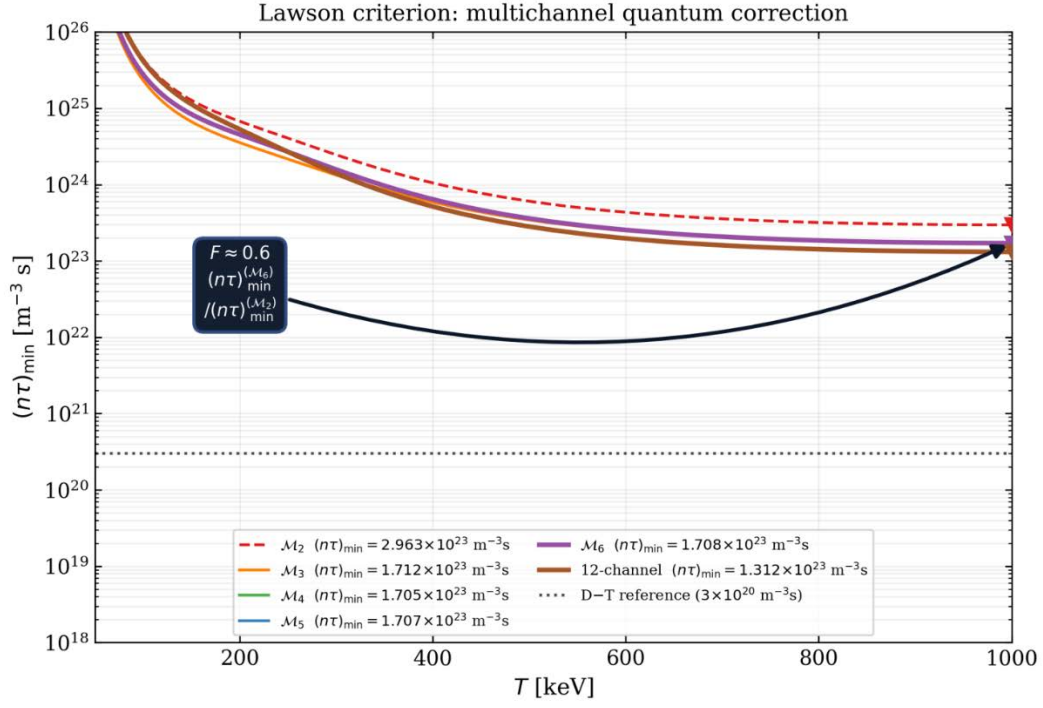


Fig. 2. Minimum Lawson product $(n\tau)_{\min}(T) [\text{m}^{-3}\text{s}]$ for M_2 – M_6 and the 12-channel extension. Downward triangles: optimal T^* . Dotted: D–T reference ($\approx 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$). $F \approx 0.6 = (n\tau)_{\min}(M_6)/(n\tau)_{\min}(M_2)$.

The HB11 Energy laser experiment of 2022 [1] recorded α -particle flux $\sim 10^{10} \alpha/\text{sr}$ – some 4 orders of magnitude below break-even [6]. Using σ_{geom} instead of $\sigma_{3\alpha}(M_6)$ widens this gap by a factor $F \approx 1.3$ – 2.3 . The methodology generalizes naturally to d^3He , p^6Li , $^3\text{He}^3\text{He}$, p^7Li .

1. D. Margarone et al. Appl. Sci. 12 (2022) 1444.
2. R.M. Magee et al. Nature Commun. 14 (2023) 955.
3. M.H. Sikora, H.R. Weller. J. Fusion Energy 35 (2016) 538.
4. H.W. Becker, C. Rolfs, H.P. Trautvetter. Z. Phys. A 327 (1987) 341.
5. S. Stave et al. Phys. Lett. B 696 (2011) 26.
6. W. McKenzie et al. J. Fusion Energy 42 (2023) 17.

ВНЕСОК ПІГМІ-ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ В ЕНЕРГЕТИЧНО ЗВАЖЕНЕ ПРАВИЛО СУМ ДЛЯ Е1-ПЕРЕХОДІВ

В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, Н. О. Романовський

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

На різноманітні ядерні процеси може суттєво впливати присутність низькорозташованого колективного стану, а саме так званого пігмі-дипольного резонансу (ПДР) [1–3]. Середня поведінка і деякі систематики характеристик ПДР були нами проаналізовані в роботах [4, 5]. У цій роботі розглянуто внесок ізовекторного ПДР в енергетично зважене правило сум (ЕЗПС) для дипольних електричних переходів у середніх і важких атомних ядрах з надлишком нейтронів. Порівнюються результати з використанням аналітичних виразів для внеску ПДР ($m_{L=1}^1(\text{PDR})$), у Е1 ЕЗПС [6] відповідно до 1) молекулярного правила сум [7] та 2) кінетичного рівняння Власова у фазовому просторі з умовою дзеркального відбиття частинок від поверхні [8]. Побудовані систематики для ЕЗПС. Результати порівнюються з експериментальними даними.

Згідно з молекулярним правилом сум [7] відношення внесків від ПДР і гігантського дипольного резонансу (ГДР) можна представити у вигляді [5]

$$\bar{s}_p \equiv \frac{m_{L=1}^1(\text{PDR})}{m_{L=1}^1(\text{GDR})} = \frac{Z}{A - N \cdot \sqrt{15} \cdot \Delta r_{np} / R_0} \frac{\sqrt{15} \cdot \Delta r_{np}}{R_0} \equiv \bar{s}_{p,1}, \quad (1)$$

де Δr_{np} є товщиною нейтронної шкіри. Для неї використовується параметризація [5]:

$$\Delta r_{np} = 0,62 - 0,22 \cdot A^{1/3} + 0,003 \cdot A + (0,47 \cdot A^{1/3} - 0,009 \cdot A) \cdot I \text{ фм, де } I = (N - Z) / A, R_0 = 1,15 A^{1/3} \text{ фм.}$$

У лептодермічному наближенні та при $N \cong Z \cong A/2$ цей вираз має вигляд: $\bar{s}_{p,1} \cong 1,68 \Delta r_{np} A^{-1/3}$. Тобто у такому наближенні відношення внесків ПДР і ГДР визначається головним чином величиною $\Delta r_{np} A^{-1/3}$. Тому систематика внеску ПДР в ЕЗПС вибиралася у вигляді

$$\bar{s}_p = \delta (\Delta r_{np} A^{-1/3})^\gamma \equiv \bar{s}_{p,\text{sys}}. \quad (2)$$

Якщо вважати, що повне Е1 ЕЗПС складається із суми внесків станів ГДР та ПДР ($m_{L=1}^1 = m_{L=1}^1(\text{GDR}) + m_{L=1}^1(\text{PDR})$), то маємо для відносних внесків ПДР і ГДР

$$s_p \equiv s_{p,1} = \sigma_{\text{int}}(\text{PDR}) / \sigma_{\text{int}} \equiv m_{L=1}^1(\text{PDR}) / m_{L=1}^1 = \bar{s}_{p,1} / (1 + \bar{s}_{p,1}). \quad (3)$$

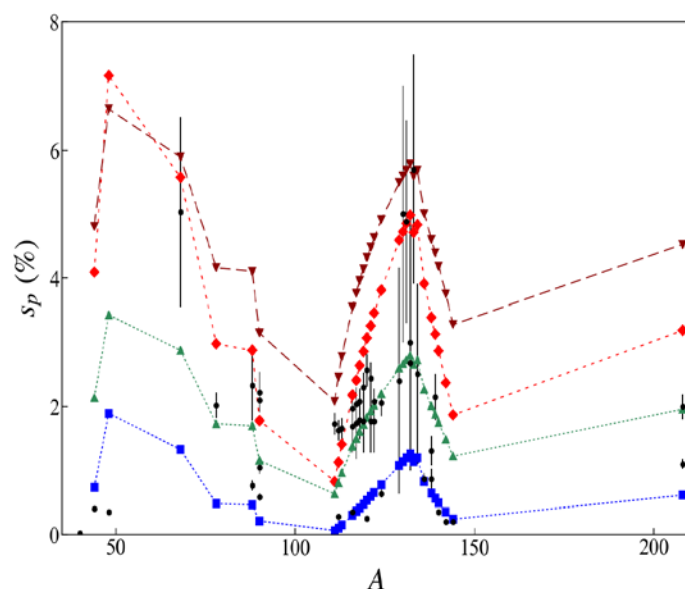
Інший вираз для внеску ПДР у ЕЗПС для Е1 переходів був отриманий у роботі [8] у квазикласичному наближенні з використанням кінетичного рівняння Власова у фазовому просторі з умовою дзеркального відбиття частинок від нерухомої поверхні. У лептодермічному наближенні та при $N \cong Z \cong A/2$ таке співвідношення має вигляд:

$$s_p \equiv s_{p,2} = m_{L=1}^1(\text{PDR}) / m_{L=1}^1 \cong \sqrt{2} (\delta r_{np} / R_0)^{3/2} = 2,1 (\Delta r_{np} / R_0)^{3/2}, \quad (4)$$

а

$$\bar{s}_p \equiv \bar{s}_{p,2} = m_{L=1}^1(\text{PDR}) / m_{L=1}^1(\text{GDR}) = s_{p,2} / (1 - s_{p,2}).$$

Параметри δ, γ систематики (2) були обчислені методом найменших квадратів з підгонки цим виразом значень мікроскопічних розрахунків, а також незалежно експериментальних значень (відповідні посилання наведено у [5]). При використанні мікроскопічних результатів було отримано такі значення $\delta = 0,37, \gamma = 0,55$, а для експериментальних даних з використанням постійних похибок було отримано $\delta = 0,37, \gamma = 0,78$. Порівняння внесків ПДР станів у Е1 ЕЗПС за формулами (1)–(4) з експериментальними даними представлено на рисунку.



Порівняння внесків ПДР станів у Е1 ЕЗПС за формулами (1)–(4) з експериментальними даними. Позначення: чорні точки (з похибками або без) – експериментальні дані; ромб $\blacklozenge$ – $s_{p,1}$ обчислення за формулою (1); квадрат $\blacksquare$ – $s_{p,2}$ формула (4); трикутник $\blacktriangle$ – систематика (2) з параметрами з підгонки експериментальних даних; перевернутий трикутник $\blacktriangledown$ – систематика (2) з параметрами з підгонки мікроскопічних обчислень.

Видно, що систематика (2) статистично краще описує дані для відношення внесків ПДР і ГДР, ніж аналітичні вирази (1), (4). Систематика (2), обчислена з параметрами за мікроскопічними розрахунками, загалом дає вищі значення внеску ПДР, тоді як значення, обчислені за системою з параметрами за експериментальними лежать нижче.

В.А.П. та О.М.Г. дякують фонду НФДУ за часткову підтримку досліджень (грант НФДУ 2023.05/0024 «Вирішення сучасних проблем хімії, біомедицини, фізики та матеріалознавства з використанням центру високопродуктивних обчислень і машинного навчання»).

1. M. Arnould, S. Goriely, K. Takahashi. Phys. Rep. 450 (2007) 97.
2. E.G. Lanza et al. Progr. Part. and Nucl. Phys. 129 (2023) 104006.
3. A. Zilges et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 122 (2022) 103903.
4. В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, Н.О. Романовський. Ядерна фізика та енергетика 26(2) (2025) 105.
5. V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, N.O. Romanovskiy. Phys. Rev. C 113 (2026) 044322.
6. Y. Alhassid, M. Gai, G.F. Bertsch. Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1482.
7. E. Lipparini, S. Stringari. Phys.Rep. 175 (1989) 103.
8. В.І. Абросімов, О.І. Давидовська. УФЖ 54(11) (2009) 1069.

ЕНЕРГІЯ СИМЕТРІЇ НАГРІТОЇ ЯДЕРНОЇ МАТЕРІЇ

А. І. Санжур

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Енергія ізотопічної симетрії є одним з важливих елементів емпіричної масової формули Бете–Вайцекера [1]. Вона визначає товщину нейтронної шкіри, положення лінії бета-стабільності і нейтронний надлишок в ядрах, радіуси нейтронних зір та чимало властивостей об'єктів ядерної фізики та астрофізики. Енергія симетрії e_{sym} ядерної матерії визначається коефіцієнтом ряду величини енергії на частинку $\varepsilon(\rho, T, X)$ відносно параметра нейтрон-протонної асиметрії X , $\varepsilon(\rho, T, X) \approx \varepsilon(\rho, T, 0) + e_{\text{sym}} X^2$. Тут T – температура, $X = (\rho_n - \rho_p) / \rho$, $\rho = \rho_n + \rho_p$, де ρ_n і ρ_p це густини нейтронів і протонів відповідно, ρ – загальна густина нуклонів. Величина $\varepsilon(\rho, T, X)$ може бути отримана з певного функціоналу густини енергії у наближенні Томаса–Фермі [2]. Незалежність ε від знаку X зумовлена зарядовою симетрією ядерних сил. Для холодної ядерної матерії ($T = 0$) при густині насичення $\rho = \rho_{\text{sat}} \approx 0,165 \text{ Фм}^{-3}$ значення e_{sym} становить близько 30–35 МеВ, що відповідає об'ємному коефіцієнту ізотопічної симетрії [3] масової формули. Для стабільних ядер параметр асиметрії $X = (N - Z) / (N + Z)$ обчислюється через кількість нейтронів N та протонів Z і не перевищує 0,25, у той час як всередині нейтронних зір цей параметр може сягати значень близько 0,95 [4]. Холодна ядерна матерія в рівноважному стані має нульові значення тиску і ентропії, тому не має значення, який термодинамічний потенціал використовувати для отримання значення e_{sym} , енергію, вільну енергію, ентальпію або вільну енергію Гіббса. У випадку нагрітої ядерної матерії ($T > 0$) має сенс поруч з енергією симетрії e_{sym} розглянути також вільну енергію симетрії f_{sym} на основі аналогічного співвідношення $\phi(\rho, T, X) \approx \phi(\rho, T, 0) + f_{\text{sym}} X^2$, де $\phi(\rho, T, X)$ позначає вільну енергію на частинку. Вільна енергія симетрії важлива для вивчення ізотопічного скейлінгу [5], який використовується для експериментального отримання значень f_{sym} [6].

Для обчислення енергії симетрії e_{sym} і вільної енергії симетрії f_{sym} було використано функціонал густини енергії для нуклон-нуклонної взаємодії Скірма KDE0v1 [7] у наближенні Томаса–Фермі. Виходячи з величин $\phi(\rho, T, X)$ та $\varepsilon(\rho, T, X) = \phi(\rho, T, X) + Ts(\rho, T, X)$, де $s(\rho, T, X)$ – ентропія на нуклон, значення f_{sym} та e_{sym} отримуються таким чином:

$$f_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_1}{\partial X} \text{ при } X = 0 \quad (1)$$

та

$$e_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial X^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_1}{\partial X} - \frac{T}{2} \frac{\partial^2 \mu_1}{\partial T \partial X} \text{ при } X = 0. \quad (2)$$

У співвідношеннях (1) і (2) μ_1 позначає ізовекторний хімічний потенціал. Для розгляду ефектів ізоспінової асиметрії зручно перейти від нейтронного, μ_n , і протонного, μ_p , хімічних потенціалів до ізоскалярного, $\mu_0 = (\mu_n + \mu_p) / 2$, та ізовекторного, $\mu_1 = (\mu_n - \mu_p) / 2$. Останні мають певні властивості парності стосовно знаку параметра асиметрії. Внаслідок зарядової симетрії ядерних сил маємо $\mu_\tau(\rho, T, -X) = (-1)^\tau \mu_\tau(\rho, T, X)$ з $\tau = 0$ або 1. Як впливає з (1), (2), значення e_{sym} і f_{sym} загалом визначаються властивостями ізовекторного хімічного потенціалу. Різниця між значеннями e_{sym} і f_{sym} це, вочевидь, внесок за рахунок ентропії нагрітої ядерної матерії, $e_{\text{sym}} - f_{\text{sym}} = Ts_{\text{sym}}$, де s_{sym} – ентропія симетрії. Порівнюючи (1) і (2), маємо

$$s_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 s}{\partial X^2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu_1}{\partial T \partial X} \text{ при } X = 0. \quad (3)$$

Проведено розрахунки величин енергії симетрії e_{sym} та вільної енергії симетрії f_{sym} для симетричної ядерної матерії ($X = 0$) в діапазоні температур від нульової $T = 0$ до критичної $T = T_{\text{cr}} \approx 15$ MeV. Підкритичні стани ядерної матерії ($T < T_{\text{cr}}$) супроводжуються співіснуванням рідкої та пароподібної фаз з суттєво відмінними густинами нуклонів. Рівняння термодинамічної рівноваги, а саме рівність тиску та ізоскалярного хімічного потенціалу в різних фазах (ізовекторний хімічний потенціал тотожно нульовий для обох фаз при $X = 0$), визначають густини $\rho = \rho^{\text{liq}}$ для рідкої та $\rho = \rho^{\text{vap}}$ для пароподібної фази. Отже, при певній температурі T залежні від густини нуклонів значення e_{sym} , f_{sym} обчислювались окремо для ρ^{liq} і ρ^{vap} , що є розв'язками рівнянь рівноваги. Результати розрахунків представлено на рис. 1. Розрахунок енергії симетрії e_{sym} згідно з (2) показаний на рис. 1 суцільною лінією, штрихова крива відображає вільну енергію симетрії f_{sym} відповідно до (1). Криві в нижній частині рис. 1 відповідають термодинамічним станам пароподібної фази, у верхній частині – станам рідкої фази. Гілки пароподібної та рідкої фаз сходяться в критичній точці, яку зображено жирними точками на суцільній і штриховій лініях. Відношення значення в критичній точці ($T = T_{\text{cr}}$) до значення холодної матерії в точці насичення ($T = 0$) становить 0,63 для f_{sym} і 0,44 для e_{sym} у разі використання для розрахунків сил Скірма KDE0v1. Символами на рис. 1 показано експериментальні значення e_{sym} (пустотілі квадрати) і f_{sym} (суцільні трикутники) для нагрітої ($T \sim 3\text{--}8$ MeV) розрідженої ($\rho \sim 0,002\text{--}0,006$ Фм $^{-3}$) ядерної матерії, див [6]. З рис. 1 видно, що суцільна крива загалом розташована нижче штрихової, тобто внесок ентропії до енергії симетрії від'ємний.

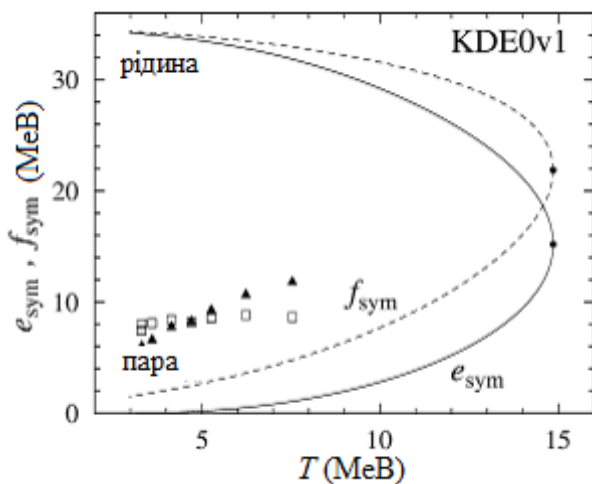


Рис. 1. Температурна залежність енергії симетрії e_{sym} (суцільна крива, див. (2)) і вільної енергії симетрії f_{sym} (штрихова крива, див. (1)). Критичний стан позначено жирними точками на відповідних кривих. Позначки “liquid” і “vapour” вказують на приналежність кривих до рідкої і пароподібної фаз відповідно. Експериментальні дані з [6] зображено символами $\square$ (e_{sym}) і $\blacktriangle$ (f_{sym}).

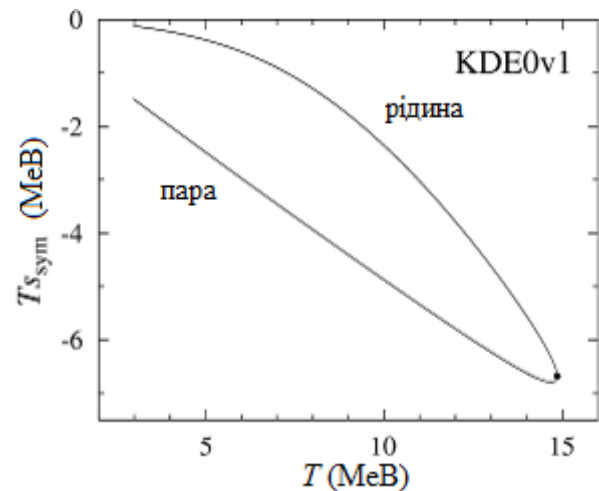


Рис. 2. Різниця між енергією симетрії e_{sym} і вільною енергією симетрії f_{sym} , зображених на рис. 1, залежно від температури. Позначки “liquid” і “vapour” вказують на приналежність гілок кривої до рідкої і пароподібної фаз відповідно. Жирна точка відповідає критичному стану. Розрахунок виконано для сил Скірма KDE0v1 [7] у наближенні Томаса–Фермі.

На рис. 2 зображено різницю $e_{\text{sym}} - f_{\text{sym}} = Ts_{\text{sym}}$. Як і величини e_{sym} , f_{sym} , представлені окремо на рис. 1, величина Ts_{sym} має дві гілки, що відповідають різним співіснуючим фазам, позначеним на рис. 2 позначками “vapour” (пароподібна фаза) і “liquid” (рідка фаза) поруч з відповідними гілками, що сходяться в критичній точці (жирна точка на рисунку). З рис. 2 бачимо, що ентропія симетрії s_{sym} від'ємна в усьому відображеному діапазоні температур. Крім того зазначимо, що величина Ts_{sym} на

гілці пароподібної фази приблизно лінійна майже до критичної точки з нахилом $s_{\text{sym}} \approx -1/2$ незалежно від густини нуклонів і температури. Отже, виходячи з (3) маємо при $X=0$: $\partial^2 s / \partial X^2 \approx -1 = \partial^2 s_{\text{mix}} / \partial X^2$, де $s_{\text{mix}} = s_{\text{mix}}(X)$ – незалежна від густини частинок і температури ентропія змішування ідеального газу.

1. H.A. Bethe, R.F. Bacher. Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 82.
2. M. Brack, C. Guet, H.-B. Håkansson. Phys. Rep. 123 (1985) 275.
3. В.М. Коломієць, А.І. Санжур. Ядерна фізика та енергетика 8 (2007) 7.
4. A.W. Steiner et al. Phys. Rep. 411 (2005) 325.
5. M.B. Tsang et al. Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5023.
6. J.B. Natowitz et al. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 202501.
7. B.K. Agrawal, S. Shlomo, V. Kim Au. Phys. Rev. C 72 (2005) 014310.

EFFECTIVE VERTEXES IN MAGNETIZED QUARK-GLUON PLASMA

V. V. Skalozub

Oles Honchar Dnipro National University, Dnipro, Ukraine

In quark-gluon plasma (QGP), at high temperatures T , the spontaneous generation of color magnetic fields, $b^3(T)$, $b^8(T) \neq 0$ (3, 8 are color indexes), and the usual magnetic field $b(T) \neq 0$ happens. Also, the Polyakov loop is related to it the $A_0(T)$ condensate, which is solution to Yang–Mills imaginary time equations, create.

Recently [1], with the new type two-loop effective potential, which generalizes the known integral representation for the Bernoulli polynomials and takes into consideration the magnetic background, these effects were derived. The corresponding effective potential $W(T, b^3, b^8, b, A_0)$ was calculated either in $SU(2)$ gluodynamics or full quantum chromodynamics (QCD). The values of magnetic field strengths at different temperatures were calculated, and the mechanism for stabilizing the background due to $A_0(T)$ was also discovered [2].

In the present talk, we concentrate on the one-loop quark contributions [2]. In particular, we derive the effective vertexes, which couple magnetic fields and A_0 . The vertexes result in new specific effects signalling the creation of QGP in heavy ion collision experiments.

1. M. Bordag, V. Skalozub. Eur. Phys. J. C. 82:390 (2022).
2. V. Skalozub. arXiv:2603.05248 [hep-ph] (2026).

ROTATING NEUTRON STARS WITHIN THE DEFORMED EFFECTIVE SURFACE APPROXIMATION

**A. A. Uleiev¹, A. G. Magner¹, S. N. Fedotkin¹, S. P. Maydanyuk^{1,2}, A. Bonasera³, H. Zheng⁴,
A. I. Levon¹, U. V. Grygoriev¹, T. Depastas³**

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

²*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou, China*

³*Cyclotron Institute, Texas A&M University, Texas, USA*

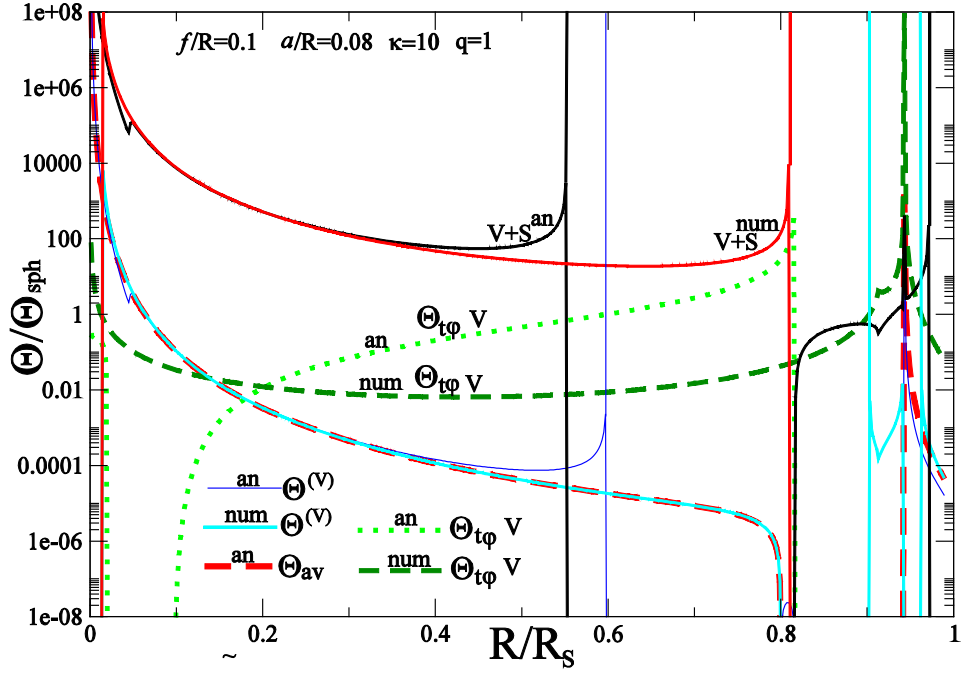
⁴*School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, China*

In this report, we present the macroscopic model for neutron stars (NSs) described as a perfect cold finite fluid system at equilibrium within the Tolman–Oppenheimer–Volkoff (TOV) assumptions modified by the Kerr and Hartle&Thorne results for a slow azimuthal angular frequency ω around the symmetry axis [1]. We take into account the NS surface deformation within the leptodermic approximation $a/R \ll 1$, where a is an NS crust thickness, and R is its mean finite effective radius. Introducing the dimensionless frequency, $\omega \approx \Omega/M \approx I/M^2$, where Ω is the Kerr rotational parameter, I is the NS angular momentum, and M is its mass ($c = G = 1$), one can use the linear perturbation approach, $\omega \ll 1$, to derive the GRT Kerr metric in the spherical coordinates outside $r > R$ and inside $r < R$ of the NS. The spacetime interval is written as

$$ds^2 = e^\nu dt^2 - 2\tau\Omega \sin^2\theta dt d\varphi - e^\lambda dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\varphi^2, \quad (1)$$

where $\nu(r)$ and $\lambda(r)$ are the Schwarzschild metric functions at the zero order over ω . Therefore, one obtains $\tau = X(x)Y(\theta)$, where $Y(\theta) = F(\alpha, \beta; 2; w)$ is the hypergeometric function of the following arguments: $\alpha = [3 - \sqrt{9 - q}]/2$, $\beta = [3 + \sqrt{9 - q}]/2$, $w = \cos^2(\theta/2)$, and q is the separation variable constant. Here, $x = r/R_s$ for $r < R$ and $R_s = (3/8\pi\rho_0)^{1/2}$ is the Schwarzschild radius, ρ_0 is the inner statistically averaged mass density larger than or of the order of that for nuclear matter, and $x = r/r_g$ for $r > R$, where $r_g = 2M$ is the gravitational radius. For the leading outer solution ($r > R$), one obtains $X_{out}(x) = x^{(1-\sqrt{9-4q})/2}$ up to terms of relatively smaller order of $1/x$ for $q < 2$. For large x , one has the Boyer&Lindquist limit r_g/r . For the inner solution ($r < R$), one obtains approximately $X(x) = c_1 J_p(\sqrt{5}x)$, where J_p is the Bessel function with the index $p = (9 - 4q - 6R^2/R_s^2)^{1/2}$. The constant $c_1 = X_{out}(R^2/R_s^2)/J_p(\sqrt{5}R/R_s)$ is determined by the boundary condition at $r = R$, $r_g/R \approx R^2/R_s^2$. The surface gradient terms are taken into account through the energy density $\varepsilon(\rho) = \rho + C(\nabla\rho)^2$, where C is the interparticle interaction constant for the macroscopic equation of state (EoS) in the Extended Thomas Fermi (ETF) approach, but accounting for a strong gravitation. This constant, including also a gravitational field beyond the nuclear forces, is related to the leptodermic parameter by $a/R = (C\rho_0 K)^{1/2}$, where K is the total nuclear-gravitational incompressibility [1].

The angular momentum I and the moment of inertia (MI), $\Theta = dI/d\omega$, are macroscopically calculated in the adiabatic $\omega \ll 1$ approximation. The adiabatic MI can be expressed as $\Theta = \Theta_{av}/(1 - \Theta_{t\varphi})$ in terms of the statistically averaged Θ_{av} , and the correlation $\Theta_{t\varphi}$ contributions by involving the time–angle t, φ gravitational coupling (see (1)). The correlation term $\Theta_{t\varphi}$ becomes significant for a strong NS gravity, in contrast to the statistically averaged MI Θ_{av} neglecting t, φ correlations. The MI contributions Θ_{av} and $\Theta_{t\varphi}$ are the sums of the volume and surface components obtained through the ETF energy density $\varepsilon(\rho)$, $\Theta_i = \Theta_{iV} + \Theta_{iS}$ ($i = av, t\varphi$), and for the total energy, one has $E = \int \varepsilon(\rho) dV = E_V + E_S$, where the subscript V shows the NS volume contribution ($E_V \propto V$), and S means the NS surface area ($E_S = \sigma S$, where $\sigma \propto a\rho_0 K J(R)$ is the tension coefficient, and $J(R) = 1/(1 - R^2/R_s^2)^{1/2}$ is the Jacobian $J(r)$ for the radial variable transformation through the NS surface at $r = R$).



Analytical and numerical calculations for the MI Θ in spherical units, $\Theta_{sph} = 2MR^2/5$, and their statistically averaged (“av”), correlational (“t ϕ ”), and volume (“V”) contributions.

Fig. 1 shows the comparison of the full analytical (“an”) and numerical (“num”) NS MI, and its volume (V) contributions as well as their statistical (Θ_{av}) and correlational MI ($\Theta_{t\phi}$) parts for an NS with its deformed surface as functions of the effective radius variable R in units of R_s , R/R_s . In these calculations, the dimensionless incompressibility $\kappa = K/12m = 10$, where m is the test particle mass, for a strong gravity ($\kappa = 2$ for the small gravity case), and for a small leptodermic parameter, $a/R = 0.08$, are used. For small NS surface deformations, one can approximate them by spheroidal shapes with the focus distance f in units of the radius R given by $f/R = (a-b)/R = 0.1$ where a and b are the spheroid semi-axes. For example, the separation constant value for the symmetry breaking is given by $=1$. The correlation contribution $\Theta_{t\phi}$ to the MI has a minimum at $R/R_s \approx 0.3$. The $\Theta_{t\phi}$ is increased asymptotically with further increase of R/R_s . As the main result, one obtains the rotational constraints, $R_1 < R < R_2 < R_s$, from both sides because of the two poles at $R_1/R_s \approx 0.015$ and $R_2/R_s \approx 0.82$ of the total MI Θ (red solid) with accounting for the surface contribution, and due to a strong gravity. For $q \leq 0$, in particular for the spherically symmetric $q = 0$ case, $R_1 = 0$. The gravitational effect is strong because of the correlation and surface contributions for the incompressibility values of the order of or larger than $\kappa = 10$. A large surface contribution can be seen from the figure, cf. black and thin blue solid curves.

As perspectives, our analytical macroscopic approach can be generalized to the asymmetric deformed rotating systems, including the isotopic two-component symmetry energy into EoS like for neutrons and protons in nuclei. We are also planning to derive the rotational corrections to the TOV equations for the pressure calculations through the NS surface.

1. A.G. Magner et al. arXiv: 2509.13129 [gr-gc] (2025). Nucl. Phys. At. Energy 27(1) (2026) 5. Submitted to the J. Phys. G (2025).

ОПИС ВЗАЄМОДІЇ ІЗОТОПІВ КАРБОНУ ПРИ ЕНЕРГІЇ 93 МеВ З ВИКОРИСТАННЯМ ЕНЕРГЕТИЧНО ЗАЛЕЖНИХ ОПТИЧНИХ ПОТЕНЦІАЛІВ

**І. І. Вертегел¹, В. В. Улещенко¹, С. Ю. Межевич¹, К. Кемпер³, О. А. Понкратенко¹, К. Русек²,
А. А. Рудчик¹, Ю. М. Степаненко¹, А. Тщінска², Ю. О. Ширма¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

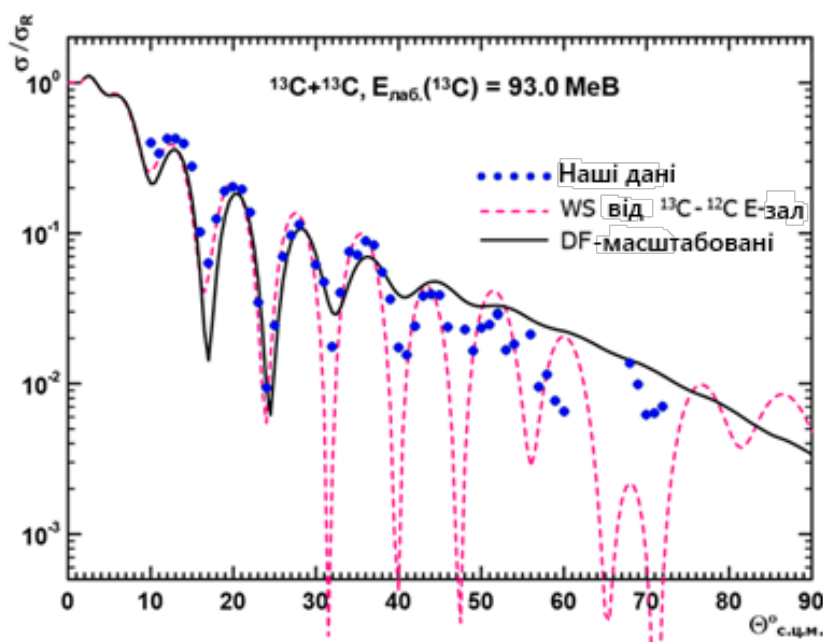
³ Університет штату Флорида, Таллахассі, США

На сьогоднішній день потенціал ядро-ядерної взаємодії ще не може бути точно і однозначно розрахованим з перших принципів. Традиційним є феноменологічний підхід, коли параметри оптичного потенціалу визначаються з аналізу експериментальних даних для взаємодії визначеної пари ядер при визначеній енергії, перш за все диференціальних перерізів пружного розсіяння. У той самий час для встановлення систематичних залежностей параметрів потенціалів від енергії та від мас взаємодіючих ядер необхідно проводити аналіз великих масивів даних у рамках одного підходу, а також перевірки виявлених залежностей у нових експериментах.

Експериментальні дані з пружного розсіяння, а також однеї нейтронної передачі при взаємодії іонів ^{13}C з ідентичними ядрами ^{13}C при енергії пучка 93 МеВ були поміряні на циклотроні С-200Р Варшавського університету (варто зазначити, що енергія зіткнення після зроблених попередніх повідомлень [1, 2] була уточнена). Аналіз даних у рамках оптичної моделі та методу зв'язаних каналів реакцій виконувався з використанням двох типів потенціалів: об'ємного форм-фактора типу Вудса–Саксона (WS), а також опертого на потенціал подвійної згортки (DF) з прямою і обмінною компонентами з нормувальними і масштабними множниками для дійсної та уявної частин.

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

З огляду на відсутність експериментальних даних про взаємодію $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ при енергіях вище 50 МеВ, відправною точкою для отримання параметрів потенціалів стало вивчення взаємодії інших пар ізотопів карбону $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ та $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Енергетично залежний WS-потенціал для взаємодії в системі $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, запропонований у роботі [3], використано для аналізу власних і опублікованих у літературі експериментальних даних з пружного розсіяння $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ в інтервалі енергій $E_{с.ц.м.} = 28,8 \div 66,14$ МеВ. Виявилось, що дана параметризація після обов'язкового врахування змін геометричних розмірів взаємодіючих ядер, що виражається у множнику $A_p^{1/3} + A_t^{1/3}$ для параметра радіуса, вимагає досить незначних змін для задовільного опису даних. Після цього така, трішки скоригована, параметризація була застосована для опису даних пружного розсіяння $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ при енергії $E_{лаб.} = 93$ МеВ. Виявилось, що непоганий опис даних досягається зовсім без змін параметрів енергетично-залежного потенціалу (рисунок).



Диференціальний переріз пружного розсіяння $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ при енергії $E_{лаб.} = 93$ МеВ.

Подібним чином енергетична залежність параметрів DF-потенціалу (1) визначалася з аналізу розсіяння $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$, а потім параметри, відповідні енергії 93 MeV, було підставлено у формулу (1) з густинами ядер $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$. У цьому випадку результат виявився дещо гіршим, проте незначна корекція параметрів дала змогу досягти порівнянної якості опису експериментальних даних у передній області кутів $\theta < 40\text{--}50^\circ$ (див. рисунок).

Отримані потенціали обох типів були також застосовані до опису взаємодії $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ у вихідному каналі реакції передачі нейтрона $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ у рамках методу зв'язаних каналів реакцій, і результат виявився задовільним у обох випадках.

Таким чином можна дійти висновку, що взаємодія ядер ^{13}C з ядрами ^{13}C при енергії 93 MeV, а також взаємодія в системі $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ при даній енергії задовільно описується енергетично залежними потенціалами, побудованими для опису даних розсіяння у системі близьких ізотопів $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ у діапазоні енергій $55 \div 130$ MeV. Масова залежність потенціалу взаємодії ізотопів карбону $^{12,13,14}\text{C}$ у різних комбінаціях при енергії 93 MeV загалом описується геометричним множником $A_p^{1/3} + A_t^{1/3}$ і не вимагає додаткової явної залежності параметрів. Перевірка опису взаємодії в системах $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ та $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ при інших значеннях енергії з даного діапазону вимагає проведення відповідних експериментальних вимірювань.

1. І.І. Вертегел та ін. У кн.: XXXI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей. Київ, 27–31 травня 2024 року (Київ, 2024) с. 52.
2. О.А. Ponkratenko et al. In: International Conference “Nuclear Physics in Transcarpathia” (to the 55th anniversary of the Department of Photonuclear Processes of the IEP of the NAS of Ukraine). Proceedings of the Scientific Works of the Conference. Uzhhorod, May 21–23, 2024 (Uzhhorod, 2024) p. 151.
3. М.Е. Brandan et al. Phys. Rev. C 41 (1990) 1520.

DEVELOPMENT OF A RADIATION MONITORING SYSTEM FOR THE CBM EXPERIMENT

I. Voronetskyi^{1,2}, V. Pugatch¹, D. Ramazanov¹, O. Kshyvanskyi¹, S. Chernyshenko¹, V. Kyva¹

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

² *Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

This work is carried out as part of the preparations for the launch of the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment, which is designed to explore the Quantum Chromodynamics (QCD) phase diagram in regions of extreme baryon densities and low temperatures [1]. To achieve the required statistical precision for observing rare probes, the experiment will operate at a nuclear interaction rate of up to 10 MHz. Such high-intensity environments impose significant radiation loads on detector components, making real-time monitoring of beam stability and the radiation environment a task of paramount importance for the experiment's duration and data quality. To address this task, the department of high energy physics of the Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine proposed creating a new radiation monitoring system (RMS-CBM) based on the proven technology of the RMS-R3 system currently operating at the LHCb experiment (CERN) [2]. The base configuration of the system uses metal foil detectors (MFD), which operate on the principle of secondary electron emission (SEE) [3].

To theoretically validate the concept, comprehensive modelling was conducted using FLUKA and LTspice packages [4]. FLUKA Monte Carlo simulations investigated the sensor's response to photon radiation and the transition from laboratory air conditions to the experiment's vacuum environment. The simulation results demonstrated the asymmetric nature of secondary electron emission in the air medium. Furthermore, reducing the gap between components compared to the RMS-R3 design led to a noticeable reduction in background noise. The electronic readout chain was modelled in LTspice to assess the baseline hardware noise level [4]. By modelling the registration of the induced signal and the noise spectral density, it was demonstrated that the system's equivalent noise charge (ENC) remains at approximately 1000 electrons. This result fully satisfies the strict standards for CBM-sensitive detector systems and ensures that the physical signal remains clearly distinguishable from the hardware noise.

Comprehensive laboratory tests of the manufactured physical prototype were also conducted. Analysis of the voltage-response (V-R) characteristic showed that the system reaches a saturation plateau at an operating voltage of 5 V. This rapid saturation is a direct consequence of the ultra-compact geometry, which prevents the accumulation of background electrons from ionized air. Long-term stability measurements conducted in an isolated, grounded environment showed that the standard deviation of the baseline frequency does not exceed 3.4 Hz. Current results demonstrate significant potential for the RMS-CBM prototype, providing a solid foundation for further improvements aimed at its eventual installation as a permanent monitoring complex in the CBM experiment.

1. K. Agarwal (for the CBM Collaboration). Phys. Scr. 98 (2023) 034006.
2. LHCb Collaboration. *Framework TDR for the LHCb Upgrade: Technical Design Report*. CERN-LHCC-2012-007; LHCb-TDR-012 (Geneva, CERN, 2012).
3. V. Pugatch et al. Nucl. Instrum. Methods A 535(1-2) (2004) 566.
4. O.O. Kshyvanskyi, V.M. Pugach, M. A. Teklishyn. Science and Technology Today 13(54) (2025) 2744.

ОБНОВЛЕННЯ САЙТУ УКРАЇНСЬКОГО ЦЕНТРУ ЯДЕРНИХ ДАНИХ

О. О. Грицай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Наразі у світі функціонують 13 центрів ядерних даних [1, 2], одним з яких є Український центр ядерних даних (УкрЦЯД) [3]. З 1998 р. він входить до мережі центрів ядерних даних МАГАТЕ, основним завданням якого є компіляція експериментальних ядерних даних, отриманих українськими вченими, та передача їх до Секції ядерних даних МАГАТЕ для подальшого внесення до міжнародної бази експериментальних даних з ядерних реакцій EXFOR [4]. Крім цього напряму діяльності, УкрЦЯД забезпечує інформаційну підтримку запитів українських учених щодо ядерних даних, сприяє обміну та використанню ядерно-фізичних даних і програмних комплексів, розроблених світовою науковою спільнотою та українськими вченими, а також здійснює підготовку студентів старших курсів і аспірантів Інституту ядерних досліджень НАН України до використання сучасних баз ядерно-фізичної інформації та програмних комплексів для розв'язання фундаментальних і прикладних задач. Функціонування, розвиток та систематичне оновлення сайту УкрЦЯД дає змогу вирішувати ці задачі найбільш оптимальним чином. У доповіді основну увагу приділено сторінкам сайту, які було суттєво оновлено порівняно з попередньою версією. Зміни на головній сторінці є незначними, проте вони стосуються контактної інформації (рис. 1).

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 CSIRS/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
Видання та повідомлення	Інформація про фахові видання, інформаційні бюлетні основних Центрів, конференції
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, 03028. Тел.: +380 99 622 7484, +380 67 932 7005 Факс: 380 44 525 4463
E-mail: olena.gritzay@kinr.kyiv.ua, ogritzay@ukr.net

Рис. 1. Головна сторінка сайту УкрЦЯД <https://ukrndc.kinr.kyiv.ua/>.

Сторінка сайту «Бази даних» оновлена достатньо суттєво – додано 5 найбільш сучасних бібліотек оцінених ядерних даних (БОЯД), посібник з ENDF формату за редакцією Д. Брауна та оновлено посібник з ENDF формату за редакцією О. Грицай (рис. 2). Також замість попередньої версії дозиметричної бібліотеки надано доступ до сучасної бібліотеки IRDFF-II, причому організовано доступ до кожного файлу-матеріалу за назвою матеріалу. Це потребувало написання допоміжної програми.

Суттєвих змін зазнала і сторінка «Програми» (рис. 3). Попередню версію програмного комплексу PREPRO-2015 було замінено новою версією PREPRO-2023. Програми LINEAR, RECENT, SIGMA1,

GROUPI, MIXER, що виставлені на сайті УкрЦЯД, було перевірено за загальноприйнятими правилами верифікації таких програм.

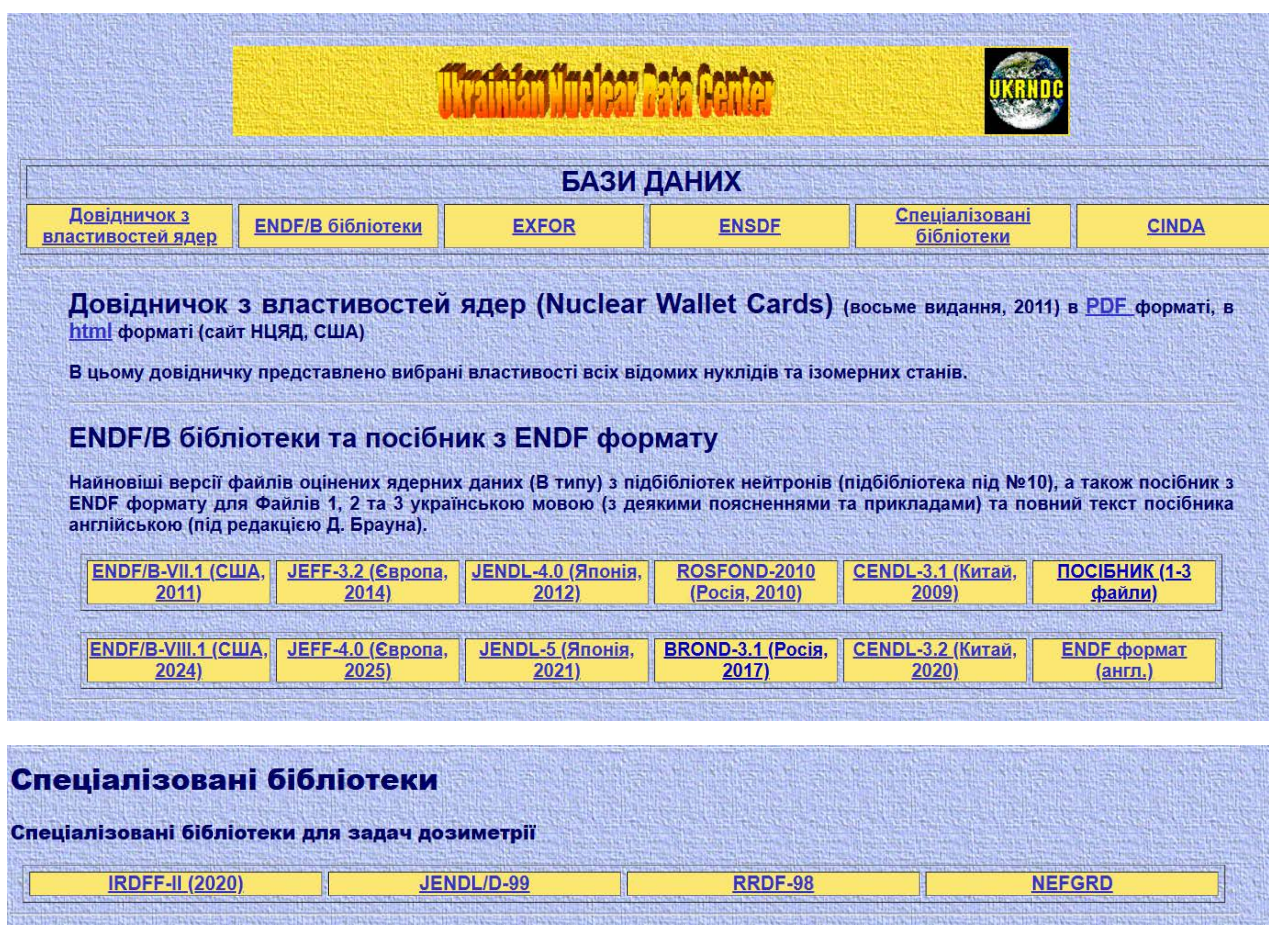


Рис. 2. Частина сторінки сайту УкрЦЯД «Бази даних».

Також було оновлено всі 7 наших програм з програмного комплексу AUX-2026. Найбільших змін зазнала програма PD-ORI, призначена для подання результатів розрахунків у форматі PENDF у вигляді №, енергія, переріз. Таке подання полегшує візуальне сприйняття даних і забезпечує можливість їх графічного відображення.



Рис. 3. Частина сторінки сайту УкрЦЯД «Програми».

1. N. Otuka et al. Nucl. Data Sheets 120(2014) 272.
2. <https://www-nds.iaea.org/nrdc/>
3. <https://ukrndc.kinr.kyiv.ua/>
4. <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИХОДУ ^{67}Cu В (γ, p) -РЕАКЦІЇ ПРИ ГРАНИЧНІЙ ЕНЕРГІЇ 19 МеВ

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Домінуючою тенденцією в розвитку ядерної медицини є широке використання радіофармацевтичних препаратів, що містять радіоактивні метали. Розробка радіофармацевтичних препаратів, що поєднують діагностичні та терапевтичні функції в одному препараті є особливо актуальною. Такий підхід називається терагностикою. До цих радіонуклідів належить ^{67}Cu , який розпадається з випромінюванням γ -квантів, переважно з енергією 185 кеВ та електронів із середньою енергією 141 кеВ [1] і використовується при діагностиці та лікуванні раку.

Ефективність ядер ^{67}Cu є значною внаслідок зручного періоду напіврозпаду ($T_{1/2} = 61,8$ год) і сам препарат є відносно безпечним, оскільки ядра ^{67}Zn , на який розпадається ^{67}Cu швидко виводяться з організму із сечовиною. Основним способом отримання ^{67}Cu наразі є опромінення протонами електролітично нанесеного цинку, збагаченого ізотопами ^{68}Zn і ^{70}Zn , на лінійних і циклічних прискорювачах у реакціях $^{70}\text{Zn}(p, \alpha)^{67}\text{Cu}$ та $^{68}\text{Zn}(p, 2p)^{67}\text{Cu}$. У той же час залишається актуальним завдання пошуку реакцій, що призводять до напрацювання ^{67}Cu , зокрема в (γ, p) -реакції. Дана реакція досліджувалася для гальмівних γ -квантів з граничною енергією вищою за 30 МеВ ([2] та посилення в ній) та в нашій попередній роботі при граничних енергіях 17,5 та 19,5 МеВ [3]. При цьому, оскільки планується напрацювання на мішенях збагачених ^{68}Zn , особливо важливо знизити напрацювання ядер стабільної ^{65}Cu в (γ, t) -реакції, енергетичний поріг якої становить 17,6 МеВ, не втративши активність ^{67}Cu . Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів напрацювання ядер ^{67}Cu в (γ, p) -реакції при опроміненні мішеней металічного цинку природного ізотопного складу гальмівними γ -квантами з граничною енергією 19,0 МеВ.

Дослідження середньозважених виходів проводилося з використанням активаційного методу на гальмівному γ -пучку мікротрона М-30 для граничної енергії гальмівних γ -квантів ($E_{\text{гр}}$) 19,0 МеВ. Для даної $E_{\text{гр}}$ в якості моніторних мішеней використовувалися зразки природного металічного танталу та золота. До них додавалася мішень цинку. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані близько 8 см розміщувалися досліджувані мішені. Тантал і золото використовували для визначення потоку гальмівних γ -квантів, застосовуючи реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ та $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, експериментальні перерізи яких добре відомі для моноенергетичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань у низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опромінених мішеней вимірювалися на двох γ -спектрометрах, зібраних на базі HPGe-детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15 та 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,9 кеВ на γ -лінії 1332 кеВ, яка супроводжує розпад ^{60}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [4] з високою статистичною точністю виділено γ -переходи, що супроводжують розпад ^{65}Zn та ^{67}Cu . Зокрема, на рис. 1 показано фрагмент γ -спектра опроміненої мішені цинку при $E_{\text{гр}} = 19$ МеВ.

Моделювання гальмівного спектра, наведеного на рис. 2, проводилося в рамках програмного коду GEANT4 [5]. Враховувалася реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней. Даний код враховує поглинання гальмівного пучка в усіх мішенях зі збірки, яка опромінювалася. У той же час при вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання γ -квантів, що відповідають розпадам досліджуваних нуклідів, розраховувалися в рамках програмного коду MCNP [6].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [7], було розраховано середньозважений вихід реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, який становив 624(50) мкбн.

Оскільки проводилися відносні вимірювання то похибка потоку гальмівних γ -квантів була відсутня. У нашому випадку похибки визначення квантових виходів становили менше 1 %, оскільки ми використовували найбільш інтенсивні γ -лінії, статистична похибка визначення площ піків перебувала в межах 1–2 %, Загальна похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2–3 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка експериментального середньозваженого виходу знаходилася в межах 7–8 %, домінуючою при цьому є невизначеність середньозважених виходів моніторних реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ та $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$.

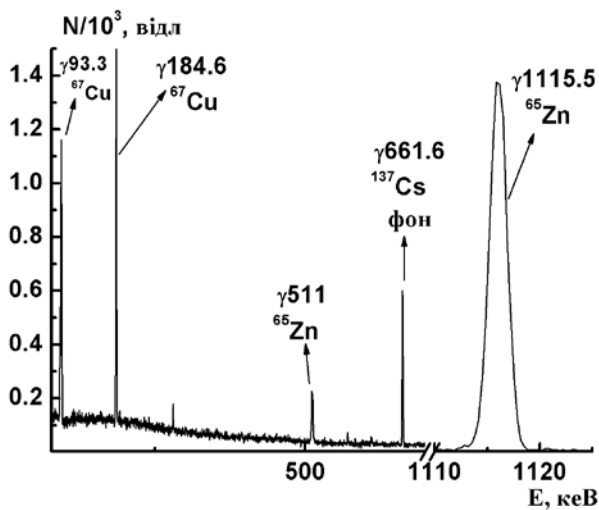


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічного цинку природного ізотопного складу при $E_{\text{тр}} = 19$ MeV. Його маса становила 0,55 г. Тривалість опромінення 3 год, тривалість витримки близько 7 діб, час вимірювання 22 год.

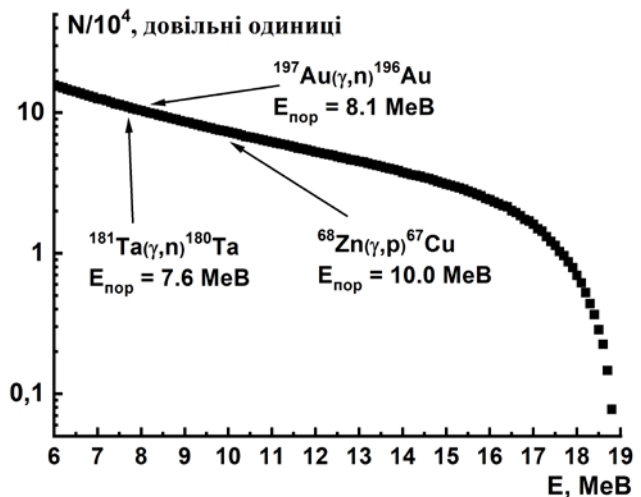


Рис. 2. Гальмівний спектр експериментальної збірки мішеней, модельований при $E_{\text{тр}} = 19$ MeV.

Середньозважений вихід реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ виміряний нами вперше при даній граничній енергії гальмівних γ -квантів. При цьому він порівняний з перерізом, отриманим у роботі [1] при $E_{\text{тр}} = 30$ MeV та дещо нижчий виходу, отриманого нами при $E_{\text{тр}} = 19,5$ MeV [3], і це дає змогу напрацьовувати значну кількість ядер ^{67}Cu на відносно дешевому в експлуатації мікротроні М-30 також і при граничній енергії гальмівних γ -квантів 19 MeV.

1. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=67Cu&unc=NDS>
2. G.N. Hovhannisyanyan, T.M. Bakhshian, R.K. Dallakyan. Nucl. Instrum. Method B 498 (2021) 48.
3. V.A. Zheltonozhsky et al. Rad. Phys. Chem. 241 (2026) 113533.
4. N.V. Strilchuk The WinSpectrum manual (2000).
5. S. Agostinelli et al. Nucl. Instrum. Methods. A 506 (2003) 250.
6. J.F. Briesmeister (Ed.) MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M (Los Alamos, NM, USA, 1997).
7. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. J. A 57 (2021) 121.

ДОСЛІДЖЕННЯ (γ, α) -РЕАКЦІЙ НА ^{121}Sb ПРИ ГРАНИЧНІЙ ЕНЕРГІЇ 22 MeV

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

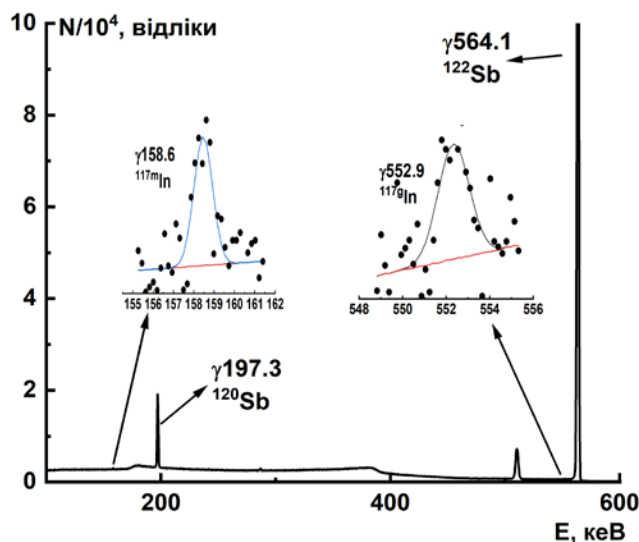
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження (γ, α) -реакцій відкриває нові можливості як щодо вивчення природи гігантського дипольного резонансу, так і щодо розуміння формування α -частинок всередині ядра під час ядерних реакцій. До того ж (γ, α) -реакція є чутливою до кластерних кореляцій та поверхневих ефектів [1]. За умови представлення ядра як кластера α -частинок, імовірність їхнього випромінювання повинна зростати. Для легких та середніх ядер даний канал матиме також важливе астрофізичне значення, оскільки може бути пов'язаним з оберненими процесами радіаційного захоплення, що відіграють важливу роль у сценаріях зоряного нуклеосинтезу [1]. Проте експериментальні дані по таких реакціях практично одиничні. Так, слід відзначити лише роботу [2], в якій зроблено висновок про загальмованість виходу α -частинок на 2 порядки порівняно з вильотом протонів. Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів напрацювання ядер $^{117}\text{In}^{m,g}$ в (γ, α) -реакції при опроміненні мішеней металічної сурми гальмівними γ -квантами з граничною енергією 22 MeV.

Дослідження середньозваженого виходу та ізомерного відношення виходу проводилось активаційним методом на гальмівному γ -пучку для електронів з максимальною енергією 22 MeV на мішенях природної металічної сурми, танталу та золота. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 9 см розміщувалися досліджувані мішені. Мішені золота та танталу використовувалися для отримання потоку гальмівних γ -квантів з використанням реакцій $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ та $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ відповідно. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Додатковим монітором величини потоку гальмівних γ -квантів були реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, n)^{120}\text{Sb}$ та $^{123}\text{Sb}(\gamma, n)^{122}\text{Sb}$, які одночасно з досліджуваною реакцією відбувалися на мішені сурми. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань у низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опромінених мішеней вимірювали на трьох γ -спектрометрах, зібраних на базі як надчистих напівпровідникових детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15, 18 та 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3", так і електронних блоків тих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,9 keV для γ -ліній з енергіями 1173 та 1332 keV від розпаду ^{60}Co та 1,0 keV для γ -ліній з енергіями 122 і 136 keV від розпаду ^{57}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [3] надійно виділено γ -переходи, що супроводжують розпад ядер ^{120}Sb , ^{122}Sb , $^{117}\text{In}^{m,g}$, ^{196}Au і ^{180}Ta як за величиною енергії, так і за періодом напіврозпаду. Дана програма дає змогу записувати накопичувальні апаратурні γ -спектри через певні проміжки часу, які можна задавати програмно. Зокрема, на рисунку показано фрагмент γ -спектра опроміненої мішені металічної сурми, на якому з прийнятною статистичною точністю спостерігаються необхідні γ -піки.



Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічної сурми природного ізотопного складу.

Тривалість опромінення 5 год, тривалість витримки 50 хв, час вимірювання 80 хв.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду Geant4 [4], який враховує розміри мішеней та самопоглинання гальмівного пучка в них. Слід зазначити, що оскільки енергетичні пороги досліджуваних реакцій знаходяться в околі 8 MeV, а сама експериментальна збірка мішеней тонка, то поглинанням гальмівних фотонів у самій збірці можна знехтувати. У той же час при вимірюванні наведеної активності мішеней на γ -спектрометрах коефіцієнти самопоглинання γ -квантів, що відповідають розпадам досліджуваних нуклідів розраховувалися в рамках програмного коду MCNP [5].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [6], було розраховано експериментальне значення середньозваженого виходу реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, \alpha)^{117}\text{In}^{m+g}$, яке становило 2,7(3) мкбн. Ізомерне відношення виходів даної реакції дорівнює $Y_m/Y_g = 0,5(1)$, а відношення виходів реакцій $^{121}\text{Sb}(\gamma, \alpha)^{117}\text{In}^{m+g}$ і $^{121}\text{Sb}(\gamma, n)^{120}\text{Sb}^{m+g}$: $Y(\gamma, \alpha)/Y(\gamma, n) = 3(1) \cdot 10^{-5}$.

Було проведено моделювання реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, \alpha)^{117}\text{In}^{m+g}$ у рамках програмного коду TALYS-1.96 [7], робота якого базується на статистичному механізмі з незначним внеском передрівноважних та прямих механізмів для даної граничної енергії гальмівних γ -квантів. Розраховані теоретичні значення сумарного середньозваженого виходу та ізомерного відношення виходів даної реакції становили $Y_{m+g} = 3,36(17)$ мкбн та $Y_m/Y_g = 0,81(4)$ відповідно.

Слід зазначити, що в коді TALYS-1.96 для розрахунку кулонівського бар'єра використовується формула (20) з роботи [8]. Цю формулу ми використовували при розрахунку енергетичного порога при згортті модельованого гальмівного γ -спектра з теоретичними значеннями перерізу реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, \alpha)^{117}\text{In}^{m+g}$ для монохроматичних γ -квантів при отриманні теоретичних значень і середньозваженого виходу і ізомерного відношення виходів. При цьому величина кулонівського бар'єра на виліт α -частинки з ядра становила 11,2 MeV, а загальна величина енергетичного порога становила 14,3 MeV для реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, \alpha)^{117}\text{In}^g$ та 14,6 MeV для реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, \alpha)^{117}\text{In}^m$.

Як видно з отриманих результатів, модель, що розглядає ядро як структуру, утворену кластерами α -частинок, не підтверджується, оскільки ймовірність їхнього випромінювання є доволі низькою. Оскільки експериментальні середньозважені виходи доволі близькі до теоретичних, то можна говорити про домінування статистичних процесів у механізм перебігу даної реакції. У той же час теоретичне значення ізомерного відношення виходів приблизно у 2 рази перевищує експериментальне і це потребує подальшого вивчення.

1. C.R. Brune et al. Eur. Phys. J. A 59 165 (2023).
2. S.A. Karamian Phys. At. Nucl. 77(11) (2014) 1429.
3. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (2000).
4. S. Agostinelli et al. Nucl. Instrum. Methods. A 506 (2003) 250.
5. J.F. Briesmeister (Ed.) MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M (Los Alamos, NM, USA, 1997).
6. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. J. A 57 121 (2021).
7. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the Inter. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September–1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.
8. R. Bass. Nucl. Phys. A 231 45 (1974).

ДОСЛІДЖЕННЯ (γ, p) -РЕАКЦІЙ НА ІЗОТОПАХ ОЛОВА

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Д. Є. Мизніков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Слабко дослідженими залишаються фотоядерні реакції з вильотом протонів, хоча в них заселяються інші збуджені стани, часто недоступні для (γ, γ') - і (γ, p) -реакцій. Причиною цього є високий кулонівський бар'єр, який значно знижує їхній переріз. Тому вивчення даних реакцій дасть можливість пролити світло як на механізми їхнього перебігу, так і співвідношення між ними [1]. Особлива наукова цінність (γ, p) -реакції полягає у тому, що вона дає змогу досліджувати протонні одночастинкові конфігурації, ізоспінову структуру збуджених станів і роль прямого виходу в континуум. При цьому магічні ядра (зокрема ізомери олова з $Z = 50$) дають можливість досліджувати гігантський дипольний резонанс (ГДР) у порівняно «чистих» умовах, коли внесок деформації не ускладнює інтерпретацію результатів. У таких системах можна точніше виявляти роль замкнених оболонок та спин-орбітального розщеплення.

Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів напрацювання $^{117}\text{In}^m$, $^{119}\text{In}^{m+g}$ та $^{115}\text{In}^m$ у (γ, p) -реакції на ядрах олова при опроміненні мішеней з природного металічного олова гальмівними γ -квантами з енергією в області ГДР.

Використовувався γ -активаційний метод для дослідження середньозважених виходів на гальмівному γ -пучку мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород) для граничної енергії гальмівних γ -квантів ($E_{\text{гр}}$) 19 МеВ. В якості моніторних мішеней використовувалися зразки природного металічного танталу та золота. До них додавалися мішені металічного олова. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 8 см розміщувалася збірка з досліджуваних мішеней. Тантал та золото використовувалися для отримання потоку гальмівних γ -квантів за допомогою реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ і $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ відповідно.

Спектри опромінених мішеней вимірювали на двох γ -спектрометрах, зібраних на базі надчистих напівпровідникових детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15 та 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,9 кеВ на γ -лініях 1173 та 1332 кеВ з розпаду ^{60}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [2] надійно виділено γ -переходи, які супроводжують розпад $^{117}\text{In}^m$, $^{115}\text{In}^m$, $^{119}\text{In}^{m+g}$, ^{196}Au і ^{180}Ta . Зокрема, на рис. 1 і 2 показано фрагменти γ -спектрів опромінених мішеней олова та золота.

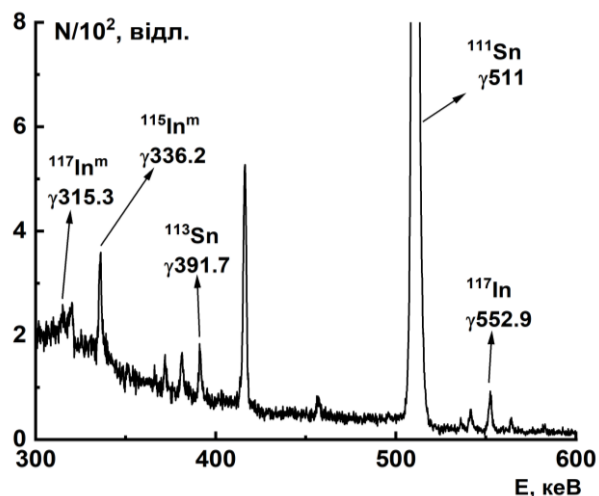


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічного олова природного ізотопного складу. Його маса становила 1,3 г. Тривалість опромінення 3 год, період витримки 1,5 год, тривалість вимірювання 1 год.

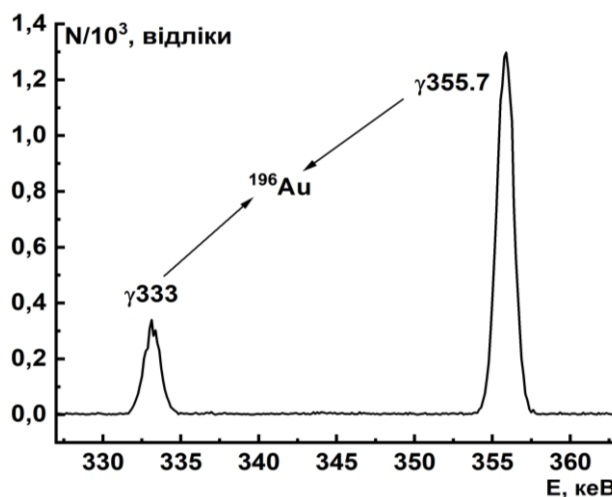


Рис. 2. Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічного золота природного ізотопного складу. Його маса становила 20 мг. Тривалість опромінення 3 год, період витримки 1,2 доби, тривалість вимірювання 7 хв.

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, яка 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], були розраховані експериментальні значення середньозважених виходів досліджуваних реакцій $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$, наведені у таблиці.

Було проведено моделювання досліджуваних реакцій у рамках програмного коду TALYS-1.96 [6]. Розраховані теоретичні виходи $\left(\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}\right)$ також показано в таблиці разом з енергетичними бар'єрами зазначених реакцій (Q).

Середньозважені виходи (γ , p)-реакцій на ядрах олова

Реакція	Q, MeV	$\langle Y \rangle$, мкбн	
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$
$^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}^m$	10,3	14,0(14)	7,00(35)
$^{116}\text{Sn}(\gamma, p)^{115}\text{In}^m$	9,6	40,3(39)	23,3(12)
$^{120}\text{Sn}(\gamma, p)^{119}\text{In}^{m+g}$	10,7	144(22)	1,50(7)

Для середньозважених виходів, які розраховувались за даними коду TALYS-1.96 $\left(\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}\right)$ похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектра в коді GEANT4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних γ -квантів, оскільки теоретичні виходи розраховуються як згортка модельованого гальмівного γ -спектра з теоретичними перерізами для монохроматичних γ -квантів з кроком 1 MeV.

Похибка потоку гальмівних γ -квантів при розрахунку експериментальних середньозважених виходів $\left(\langle Y \rangle_{\text{exp}}\right)$ знаходиться в межах 7 %. У нашому випадку похибки визначення квантових виходів становили менше 1 %, оскільки ми використовували найбільш інтенсивні γ -лінії, статистична похибка визначення площ піків перебувала в межах 4–6 %. Загальна похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2–3 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка експериментальних середньозважених виходів знаходилася в межах 10–11 %.

Як видно з таблиці, середньозважені виходи усіх (γ , p)-реакцій, які виміряні нами вперше приблизно у 2 рази вищі теоретичних даних, за винятком реакції $^{120}\text{Sn}(\gamma, p)^{119}\text{In}^{m+g}$, яка на 2 порядки перевищує теоретичну величину. Це свідчить про можливий значний внесок прямих та напівпрямих механізмів.

1. S. Flibotte et al. Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1448.
2. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (2000).
3. S. Agstinelli et al. Nucl. Instrum. Methods. A 506 (2003) 250.
4. J.F. Briesmeister (Ed.) MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M (Los Alamos, NM, USA, 1997).
5. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. J. A 57 (2021) 121.
6. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the Inter. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September–1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.

ДОСЛІДЖЕННЯ (γ, p) -РЕАКЦІЇ НА ІЗОТОПАХ ТЕЛУРУ

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Н. В. Куліч, О. А. Рокицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Фотоядерні реакції з вильотом протонів наразі залишаються недостатньо дослідженими, хоча вони забезпечують заселення збуджених станів, недоступних у деяких випадках для (γ, γ') - і (γ, n) -реакцій. Основною причиною цього є високий кулонівський бар'єр, який значно знижує їх вихід. Тому вивчення даних реакцій дасть змогу пролити світло на механізми їхнього перебігу. Численні ізотопи телуру в цьому сенсі мають заряд, близький до магічного числа $Z = 50$, а це може впливати на положення та ширину гігантського дипольного резонансу (ГДР) [1]. До того ж для фотоактиваційного аналізу потрібно знати виходи (γ, p) -реакцій, оскільки сучасні модельні коди дають занижені величини. Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів напрацювання ядер $^{122}\text{Sb}^{m+g}$, $^{124}\text{Sb}^{m+g}$ та ^{127}Sb у (γ, p) -реакції на ядрах телуру при опроміненні мішеней з природного металічного телуру гальмівними γ -квантами з енергією в області ГДР.

Дослідження середньозважених виходів проводилося активаційним методом на гальмівному γ -пучку для граничної енергії гальмівних γ -квантів ($E_{\text{гр}}$) 19 MeV. В якості моніторних мішеней використовувалися зразки природного металічного танталу та золота. До них додавалися мішені металічного телуру. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 10 см розміщувалися досліджувані мішені. Тантал та золото використовувалися для отримання потоку гальмівних γ -квантів за допомогою реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ і $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ відповідно. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Було проведено кілька серій опромінь та вимірювань в низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Активовані мішені вимірювалися на двох γ -спектрометрах, зібраних на базі надчистих напівпровідникових детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15 % (у складі антикомптонівського спектрометра) та 40 %, порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,9 кеВ на γ -лініях 1173 та 1332 кеВ з розпаду ^{60}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилась за допомогою програми Winspectrum [2] надійно виділені γ -переходи, які супроводжують розпад $^{122}\text{Sb}^{m+g}$, $^{124}\text{Sb}^{m+g}$, ^{127}Sb , ^{196}Au та ^{180}Ta . Зокрема, на рис. 1 і 2 показано фрагменти γ -спектрів опромінених мішеней телуру і танталу відповідно.

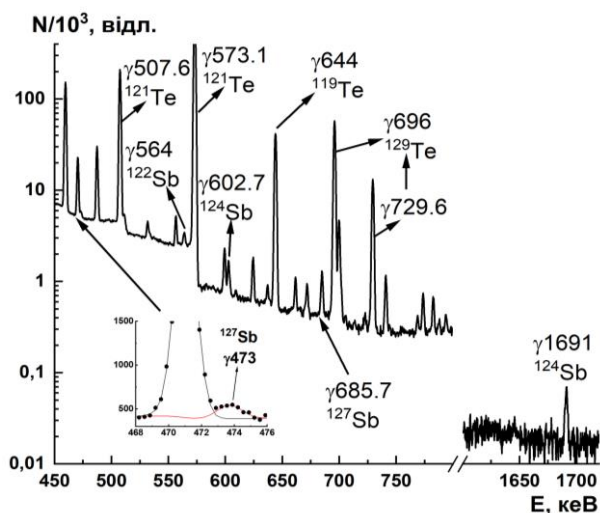


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічного телуру природного ізотопного складу. Його маса становила 3,8 г. Тривалість опромінення 3 год, період витримки 1,2 доби, тривалість вимірювання близько 6 діб.

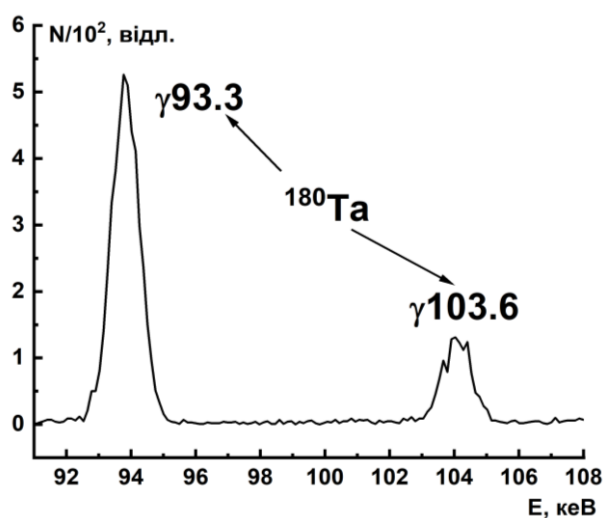


Рис. 2. Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічного танталу природного ізотопного складу. Його маса становила 0,12 г. Тривалість опромінення 3 год, період витримки 1,2 доби, тривалість вимірювання близько 6 хв.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду GEANT4 [3]. При цьому враховувалася реальна геометрія гальмівної та збірки мішеней. У той же час при вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання γ -квантів, які відповідають розпадам досліджуваних ядер 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 в рамках програмного коду TALYS-1.96 [6]. Розраховані теоретичні виходи ($\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$) також показані в таблиці разом з енергетичними бар'єрами зазначених реакцій (Q).

Середньозважені виходи (γ , p)-реакцій на ядрах телуру

Реакція	Q, MeV	$\langle Y \rangle$, мкБн	
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$
$^{123}\text{Te}(\gamma, p)^{122}\text{Sb}^{\text{m}+\text{g}}$	8,1	100,2(80)	60,0(30)
$^{125}\text{Te}(\gamma, p)^{124}\text{Sb}^{\text{m}+\text{g}}$	8,7	95,5(80)	22,6(12)
$^{128}\text{Te}(\gamma, p)^{127}\text{Sb}$	9,6	8,4(7)	2,50(13)

Для середньозважених виходів, які розраховувалися за даними коду TALYS-1.96 ($\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$) похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектра в коді GEANT4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних γ -квантів, оскільки теоретичні виходи розраховуються як згортка модельованого гальмівного γ -спектра з теоретичними перерізами для монохроматичних γ -квантів з кроком 1 MeV.

Похибка потоку гальмівних γ -квантів при розрахунку експериментальних середньозважених виходів ($\langle Y \rangle_{\text{exp}}$) знаходилася в межах 7 % та домінувала у загальній невизначеності. У нашому випадку похибки визначення квантових виходів становили менше 1 %, оскільки ми використовували найбільш інтенсивні γ -лінії, статистична похибка визначення площ піків перебувала в межах 2–6 %. Загальна похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2–3 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка експериментальних середньозважених виходів знаходилася в межах 8–10 %.

Як видно з таблиці, середньозважені виходи усіх (γ , p)-реакцій, виміряні нами вперше значно вищі теоретичних даних. Це свідчить про нестатистичний характер перебігу даних реакцій. Можливий значний внесок прямих та напівпрямих механізмів.

1. C. Sen et al. Phys. Lett. B 868 (2025) 139652.
2. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (2000).
3. S. Agostinelli et al. Nucl. Instrum. Methods. A 506 (2003) 250.
4. J.F. Briesmeister (Ed.) MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M (Los Alamos, NM, USA, 1997).
5. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. J. A 57 (2021) 121.
6. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the Inter. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September–1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.

ВИВЧЕННЯ (γ , p)-РЕАКЦІЇ НА ІЗОТОПАХ ТИТАНУ

В. О. Желтоножський¹, А. М. Саврасов¹, Л. В. Садовніков¹, П. С. Деречкей²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

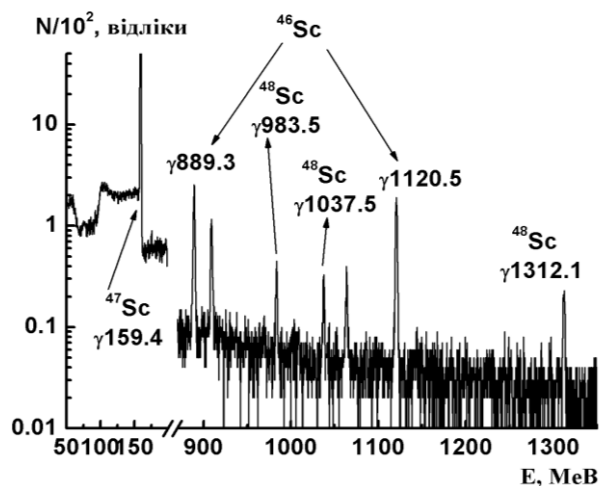
² Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Наразі інформація про фотоядерні реакції на легких ядрах з емісією протонів є обмеженою, хоча ці реакції характеризуються підвищеною селективністю щодо структури збуджених і кінцевих станів [1]. Основною причиною цього є кулонівський бар'єр, який знижує їх переріз, але не так значно, як у важких та середніх ядрах. Тому роль статистичного механізму, внесок якого незначний для важких та середніх ядер, може зростати. Отже експериментальне вивчення даних реакцій та порівняння з теоретичними даними дасть змогу пролити світло на механізми їх перебігу та оцінити співвідношення між ними. Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів напрацювання ядер $^{46}\text{Sc}^{m+g}$, ^{47}Sc та ^{48}Sc в (γ , p)-реакції на ядрах титану при опроміненні мішені з природного металічного титану гальмівними γ -квантами з граничною енергією ($E_{\text{гр}}$) 19 МеВ.

Вивчення середньозважених виходів проводилося активаційним методом на гальмівному γ -пучку мікротрона М-30 [2]. В якості моніторних мішеней використовувалися зразки природного металічного танталу та золота. До них додавалася мішень металічного титану. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 10 см розміщувалися досліджувані мішені. Тантал та золото використовувалися для отримання потоку гальмівних γ -квантів за допомогою реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ та $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ відповідно. Виконувалося декілька серій опроміненнь та вимірювань в низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опромінених мішеней вимірювалися на двох γ -спектрометрах, зібраних на базі надчистих напівпровідникових детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15 та 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність обох спектрометрів становила 1,9 кеВ на γ -лініях 1173 та 1332 кеВ з розпаду ^{60}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [3] γ -переходи, що супроводжують розпад $^{46}\text{Sc}^{m+g}$, ^{47}Sc , ^{48}Sc , ^{196}Au та ^{180}Ta спостерігаються з достатньою статистичною точністю. Зокрема, на рисунку показано фрагменти γ -спектра опроміненої мішені титану.



Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічного титану природного ізотопного складу. Його маса становила 0,6 г. Тривалість опромінення склала 3 год, період витримки 8 діб, тривалість вимірювання 12 год.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду GEANT4 [4]. Враховувалася реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней. При вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання γ -квантів, які відповідають розпадам досліджуваних нуклідів, розраховувалися в рамках програмного коду MCNP [5].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [6], було розраховано експериментальні значення середньозважених виходів досліджуваних реакцій $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$, наведені в таблиці.

З метою порівняння експериментальних та теоретичних даних, було проведено моделювання досліджуваних реакцій в рамках програмного коду TALYS-1.96 [7]. Розраховані теоретичні виходи ($\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$) також показані в таблиці разом з енергетичними бар'єрами зазначених реакцій (Q).

Середньозважені виходи (γ , p)-реакцій на ядрах титану

Реакція	Q, MeV	$\langle Y \rangle$, мбн		
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$	$\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$
$^{49}\text{Ti}(\gamma, p)^{48}\text{Sc}$	11,4	0,49(6)	0,310(15)	0,570(28) [8]
$^{48}\text{Ti}(\gamma, p)^{47}\text{Sc}$	11,4	1,70(14)	0,70(4)	1,48(8) [8]
$^{47}\text{Ti}(\gamma, p)^{46}\text{Sc}^{\text{m}+g}$	10,5	3,8(3)	0,92(5)	2,60(13) [8]

Використовуючи експериментальні перерізи досліджуваних реакцій для монохроматичних γ -квантів з роботи [8], та наш гальмівний спектр були отримані середньозважені виходи $\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$, які також наведені в таблиці.

Для середньозважених виходів, які розраховувалися за даними коду TALYS-1.96 ($\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$) похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектра в коді GEANT4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних γ -квантів, оскільки теоретичні виходи розраховуються як згортка модельованого гальмівного γ -спектра з теоретичними перерізами для монохроматичних γ -квантів з кроком 1 MeV. Таку ж невизначеність ми залишили й для $\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$, оскільки в роботі [8] похибка експериментальних перерізів не оцінена.

Похибка потоку гальмівних γ -квантів при розрахунку експериментальних середньозважених виходів ($\langle Y \rangle_{\text{exp}}$) знаходиться в межах 7 %. У нашому випадку похибки визначення квантових виходів становили менше 1 %, оскільки ми використовували найбільш інтенсивні γ -лінії. Статистична похибка визначення площ піків переважно домінувала в загальній невизначеності лише для реакції $^{49}\text{Ti}(\gamma, p)^{48}\text{Sc}$ (близько 9 %). Для інших реакцій вона перебувала в межах 1–3 %. Загальна похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2–3 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка експериментальних середньозважених виходів знаходилася в межах 8–12 %.

Середньозважені виходи усіх (γ , p)-реакцій виміряні нами вперше при даній граничній енергії гальмівних γ -квантів. Причому для реакції $^{49}\text{Ti}(\gamma, p)^{48}\text{Sc}$ домінує статистичний механізм, у той час як для інших реакцій середньозважені виходи значно вищі теоретичних даних. Це свідчить про нестатистичний характер перебігу даних реакцій. Можливий значний внесок прямих та напівпрямих механізмів.

1. A. Zilges et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 122 (2022) 103903.
2. M.I. Romanyuk et al. VANT 3(139) (2022) 137.
3. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (2000).
4. S. Agstinelli et al. Nucl. Instrum. Methods. A 506 (2003) 250.
5. J.F. Briesmeister (Ed.) MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M (Los Alamos, NM, USA, 1997).
6. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. J. A 57 (2021) 121.
7. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the Inter. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September–1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.
8. T.R. Sherwood, W.E. Turchinets. Nucl. Phys. 29 (1962) 292.

КОНЦЕПЦІЯ АРХІТЕКТУРИ ПРОГРАМНОГО ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ДЛЯ ПОРТАТИВНОГО СПЕКТРОМЕТРА

**М. М. Зарицький¹, Д. В. Касперович¹, В. Р. Клавдієнко¹, В. В. Кобичев¹, Е. Є. Петросян¹,
А. Р. Подвіянюк¹, Р. Б. Подвіянюк², О. Г. Поліщук¹, Н. В. Сокур¹, Р. Ю. Чаплинський¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Кафедра фізики, Сірак'юський університет, Сірак'юс, США

Дистанційний радіаційний моніторинг з використанням безпілотних літальних апаратів потребує спеціалізованого програмного забезпечення, здатного працювати в умовах нестабільного зв'язку та забезпечувати при цьому відтворюваність результатів з можливою автоматизацією процесів обробки даних. Основними вимогами до такого програмного забезпечення як застосунку є можливість повноцінного збереження експериментальних даних разом із супровідною інформацією (умови та час вимірювання, параметри детектора, походження даних тощо) та надання інструментів для їхньої подальшої обробки та аналізу. Програмне забезпечення має підтримувати як інтерактивний, так і автоматизований аналіз γ -спектрів сцинтиляційних детекторів, зокрема: підгонку піків повного поглинання методом найменших квадратів; побудову калібрувальної кривої та кривої роздільної здатності на основі спектрів калібрувальних джерел; а також оцінку активності радіонуклідів у вимірних спектрах з використанням моделей, отриманих моделюванням методом Монте-Карло у Geant4 [1]. Крім цього, ключовою вимогою також є відтворюваність результатів аналізу: усі етапи обробки, включаючи параметри підгонки та використані моделі, мають зберігатися та можуть бути повторно застосовані або перевірені, що є критично важливим для наукових задач моніторингу.

У ході роботи було сформовано модульну архітектуру програмного забезпечення [2] для прототипу сцинтиляційного γ -спектрометра, що складається з чотирьох незалежних компонентів: *серверного модуля*, який відповідає за централізоване керування даними, їхню цілісність, версіонування та надання уніфікованого доступу; *модуль аналізу*, який інкапсулює обчислювальні процедури (зокрема чисельні методи підгонки, обробку даних спектрів та інтеграцію із зовнішніми обчислювальними бібліотеками, такими як ROOT [3]); *модуль збору даних*, який відповідає за взаємодію з апаратною частиною аналізатора спектрометра, первинну обробку сигналів і передачу даних у систему; а також *користувачького інтерфейсу*, що забезпечує візуалізацію спектрів, інтерактивну роботу з даними та контроль над процесами аналізу. Слабке зв'язування між компонентами застосунку забезпечує їхнє незалежне масштабування та спрощує локалізацію можливих збоїв у програмі, а використання уніфікованих контрактів взаємодії між модулями дає змогу інтегрувати систему зі сторонніми застосунками та агентами штучного інтелекту без зміни функціоналу.

Запропонована архітектура програмного забезпечення для γ -спектрометрії відповідає вимогам наукового моніторингу щодо відтворюваності результатів і може бути адаптована до нових типів та методів аналізу. Використання уніфікованих контрактів взаємодії між модулями дає змогу інтегрувати систему зі сторонніми застосунками, обчислювальними бібліотеками та агентами штучного інтелекту без зміни функціоналу, а також використовувати її в наукових програмних системах, де критично важливими є прозорість обробки даних, відтворюваність результатів та гнучкість подальшого розвитку функціональності.

1. J. Allison et al. Nucl. Instrum. Methods A 835 (2016) 186.
2. R.C. Martin. *Clean Architecture: A Craftsman's Guide to Software Structure and Design* (Boston, MA, Prentice Hall, 2017) 432 p.
3. ROOT. Data Analysis Framework. <https://root.cern.ch/>

УТОЧНЕННЯ СХЕМИ РОЗПАДУ НУКЛІДА ^{234}U

**Д. В. Касперович¹, Ф. А. Даневич^{1,2}, С. С. Драпей¹,
В. І. Киришук¹, В. В. Кобичев¹, В. І. Третяк^{1,2,3}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут експериментальної і прикладної фізики, Чеський технічний університет у Празі, Прага, Чехія

³ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Метою даної роботи було дослідження схеми гамма-переходів у альфа-розпаді ^{234}U . На рисунку наведено схему розпаду нукліда відповідно до актуальних даних з бази ENSDF [1]. Альфа-розпади на основний і два збуджених рівні ^{230}Th з найнижчими енергіями досить добре вивчені. Разом з тим, переходи на вищі рівні вивчені лише в одній роботі 1963 р. [2], причому досить фрагментарно. Для рівня 508,16 кеВ було виміряно сумарну інтенсивність двох гамма-переходів з цього рівня (альфа-розпад на нього не був спостережений). Натомість для рівнів 634,9 і 677,6 кеВ було визначено сумарну інтенсивність альфа-розпаду на ці рівні і інтенсивність гамма-переходу 581,7 кеВ. Таким чином, більшість значень інтенсивності для відповідних альфа- і гамма-переходів було оцінено, беручи до уваги дані, отримані у розпадах ^{230}Ac і ^{230}Pa . У даній роботі були проведені вимірювання абсолютних інтенсивностей гамма-переходів з рівнів 508,16 і 677,6 кеВ, оскільки умови експерименту не дають змогу спостерігати переходи з інших рівнів.

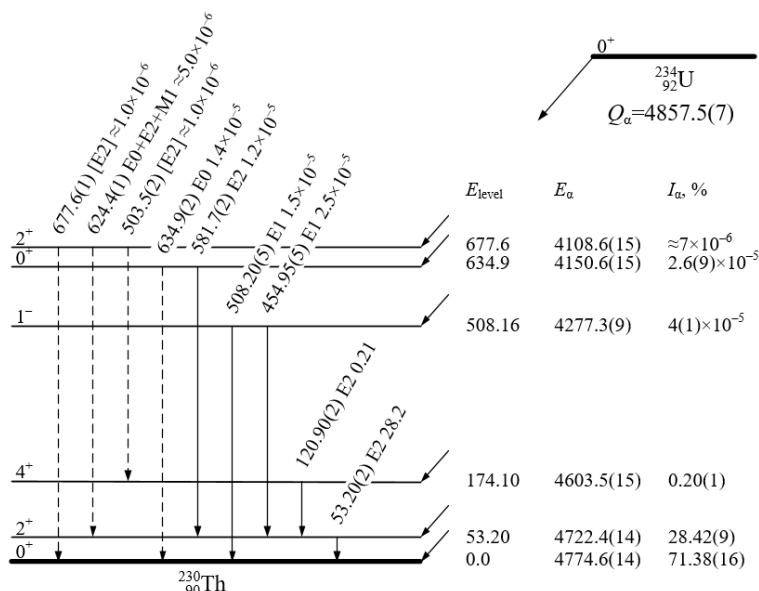


Схема розпаду ^{234}U з даних [1]. Наведено енергії переходів у кеВ і їх повні інтенсивності (γ-промені і електронна конверсія). Штрихові лінії показують переходи, раніше не спостережені у цьому розпаді.

Вимірювання були проведені з сертифікованим зразком U_3O_8 масою 230 г, активність нукліда ^{234}U в якому становить 439,3(13) МБк (оцінено із сертифікованих даних про ізотопний склад урану [3]). Вимірювання зі зразком проводилися впродовж 46,3 діб, фон детектора був вимірний протягом 8,1 діб.

Для калібрування детектора, зокрема енергетичної шкали, роздільної здатності і ефективності реєстрації детектора до гамма-квантів, було використано інтенсивні піки гамма-випромінювання природних ізотопів ^{235}U і ^{234}Pa , що присутні у зразку. Високочутливий аналіз дав змогу точно встановити активність радіонуклідів уран-торієвих рядів. Процедура калібрування енергетичної залежності абсолютної ефективності реєстрації до гамма-квантів базувалася на поєднанні двох підходів (докладно описаних у [4, 5]):

1. Математичне моделювання методом Монте-Карло з використанням програми Simourg [6, 7];

2. Аналітична апроксимація експериментальних даних поліномом п'ятого порядку в подвійному логарифмічному масштабі.

Розбіжність між результатами цих методів не виходила за межі 7 %. Для фінальних розрахунків до значень, отриманих моделюванням, було внесено відповідні поправки і невизначеності. Додатково для кожного гамма-піка проводився розрахунок ефектів випадкового та каскадного сумування імпульсів, а також накладання фонових піків від супутніх нуклідів.

Отримані енергії і абсолютні інтенсивності випромінювання гамма-переходів з рівнів 508,16 і 677,6 кеВ наведено у таблиці. Отримані характеристики гамма-переходів статистично добре узгоджуються з [1]. З отриманих даних можна оцінити інтенсивності альфа-розпаду ^{234}U на відповідні збуджені рівні ^{230}Th : оскільки рівні 508,16 і 677,6 кеВ заселяються лише в альфа-розпаді, то їхня інтенсивність дорівнює сумі інтенсивностей усіх переходів із цих рівнів (гамма-переходи і електронна конверсія). Для обчислень було використано коефіцієнти електронної конверсії з [1]; для змішаного переходу $E0 + E2 + M1$ з енергією 624,4 кеВ було використано співвідношення між інтенсивностями конверсійних електронів і гамма-квантів, виміряне у розпаді ^{230}Pa [8]. Було отримано такі інтенсивності альфа-переходів: $2,75(19) \cdot 10^{-5} \%$ для рівня 508,16 кеВ і $3,1(10) \cdot 10^{-6} \%$ для рівня 677,6 кеВ (відповідні рекомендовані інтенсивності: $4(1) \cdot 10^{-5} \%$ і $\approx 7 \cdot 10^{-6} \%$ [1]).

**Виміряні характеристики гамма-переходів з рівнів 508,16 і 677,6 кеВ,
що заселяються у альфа-розпаді ^{234}U**

Енергія рівня ENSDF	Енергія гамма-переходу, кеВ		Абсолютна інтенсивність гамма-переходу, %	
	ENSDF	Дана робота	ENSDF	Дана робота
508,16(5)	454,95(5)	455,02(6)	$2,5(7) \cdot 10^{-5}$	$1,61(8) \cdot 10^{-5}$
	508,20(5)	508,27(6)	$1,5(4) \cdot 10^{-5}$	$1,10(17) \cdot 10^{-5}$
677,6(1)	503,5(2)	503,51(8)	$\approx 7,9 \cdot 10^{-7}$	$2,9(17) \cdot 10^{-7}$
	624,4(1)	624,18(6)	$\approx 8,4 \cdot 10^{-7}$	$3,7(15) \cdot 10^{-7}$
	677,6(1)	677,47(8)	$\approx 1 \cdot 10^{-6}$	$0,62(6) \cdot 10^{-6}$

Примітка. У дужках вказано стандартні невизначеності останньої значущої цифри. Оцінені дані з бази ENSDF [1] наведено для порівняння.

Таким чином, у даній роботі експериментально уточнено інтенсивності випромінювання 5 низькоінтенсивних гамма-переходів у розпаді ^{234}U (3 переходи з рівня 677,6 кеВ спостережені вперше). Крім цього, оцінено інтенсивності альфа-розпадів ^{234}U на рівні ^{230}Th з енергіями збудження 508,16 і 677,6 кеВ. Оцінені дані уточнюють схему альфа-розпаду нукліда ^{234}U .

1. C. Morse. Nucl. Data Sheets 197 (2024) 259.
2. S. Bjørnholm et al. Phys. Rev. 130(5) (1963) 2000.
3. Certified Reference Material 146 (U.S. Department of Energy, New Brunswick Laboratory (IL), 1999) 4 p.
4. F.A. Danevich et al. Eur. Phys. J. A 61 (2025) 46.
5. F.A. Danevich et al. Eur. Phys. J. A 61 (2025) 264.
6. В. В. Кобычев. Ядерна фізика та енергетика 12 (2011) 301.
7. D.S. Kovalenko et al. Nucl. Phys. At. Energy 27 (2026) 80.
8. T. Valkeapää, J. Heinonen, G. Graeffe. Phys. Scr. 5 (1972) 119.

ПОШУК РІДКІСНИХ КАНАЛІВ РОЗПАДУ НУКЛІДА ^{212}Po

**Д. В. Касперович¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Р. С. Бойко^{1,4},
Ф. А. Даневич^{1,3,5}, А. Інчіккітті^{6,7}, Ф. Каппелла⁶, В. Караччіоло^{2,3},
В. В. Кобичев¹, О. Г. Поліщук¹, Н. В. Сокур¹, В. І. Третьяк^{1,5,8}, Р. Черулі²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

³ Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

⁵ Інститут експериментальної і прикладної фізики, Чеський технічний університет у Празі, Прага, Чехія

⁶ Національний інститут ядерної фізики, секція у Римі, Рим, Італія

⁷ Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

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

Єдиним спостереженням на даний час каналом розпаду ^{212}Po , дочірнього нукліда радіоактивного ряду ^{232}Th , є альфа-розпад на основний рівень дочірнього ядра ^{208}Pb з рекомендованим періодом напіврозпаду 294,3(8) нс [1]. Разом з тим, енергетично можливий альфа-розпад на перший збуджений рівень дочірнього ядра (2614,5 кеВ). Окрім цього, цікавим є пошук подвійного альфа-розпаду [2], зокрема його симетричної конфігурації, в якій для багатьох нуклідів отримані теоретичні оцінки парціальних періодів напіврозпаду, що вказують на можливість спостереження процесу [3, 4]. Метою даної роботи було дослідити можливість експериментального пошуку таких розпадів за допомогою швидких сцинтиляторів і методики часово-амплітудного аналізу.

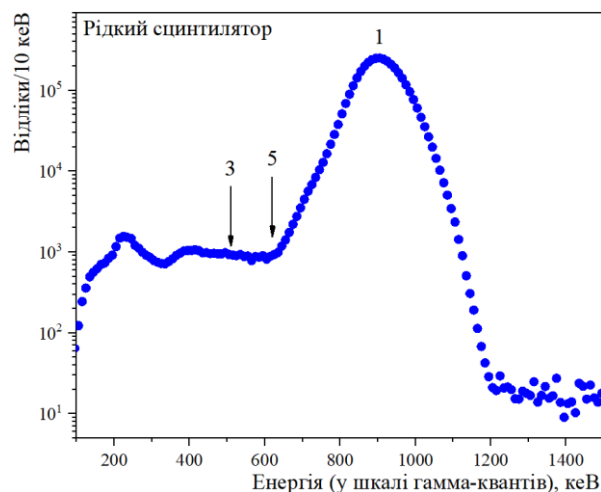
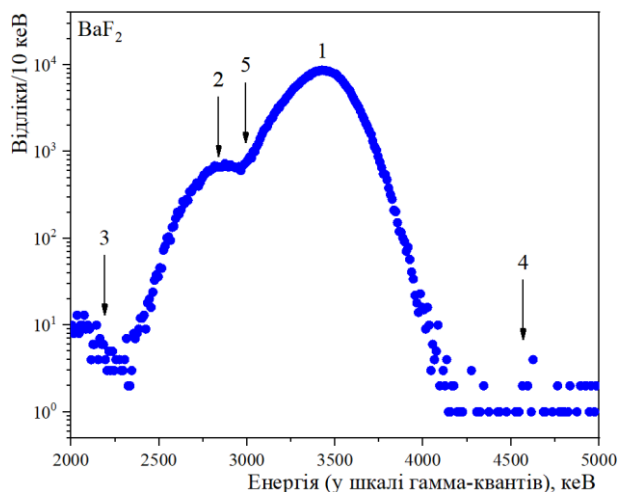
Для дослідження використовувалися дані двох експериментів. У першому експерименті [5] використовували сцинтиляційний кристал BaF_2 масою 1,714 кг з високим рівнем радіоактивного забруднення дочірніми продуктами уран-торієвих рядів, зокрема нуклідом ^{228}Th (який перебував у стані радіоактивної рівноваги з ^{212}Po). Характеристики радіоактивного забруднення наведено в таблиці. Другий експеримент [6, 7] було проведено зі зразком рідкого сцинтилятора на основі толуолу об'ємом 12 мл, що містив 2 мг/мл торію у вигляді органічної сполуки. Обидва експерименти мали на меті вимірювання періоду напіврозпаду ^{212}Po з високою статистикою, зокрема, в [7] було отримане його найточніше експериментальне значення, 295,1(4) нс.

Методика дослідження в обох експериментах була дуже схожа і полягала в записі форми сигналів та аналізі швидких пар розпадів ^{212}Bi і ^{212}Po з високою часовою роздільною здатністю, з подальшою побудовою розпадної кривої ^{212}Po та її описом. Загалом із BaF_2 було відібрано $3,4 \cdot 10^5$ пар подій, у той час як із рідким сцинтилятором отримано $3,6 \cdot 10^6$ пар.

Радіоактивна забрудненість сцинтиляторів (розраховано з даних [5, 7])

Ряд	Нуклід	Активність, Бк	
		BaF_2 [5]	Рідкий сцинтилятор [7]
^{232}Th	^{232}Th	< 0,007	55,3(3)
	^{228}Th	2,31(10)	45,8(9)
^{238}U	^{238}U	< 0,0004	
	^{226}Ra	13,4(2)	
	^{210}Pb	1,70(2)	
^{235}U	^{235}U	< 0,0010	
	^{231}Pa	< 0,0012	
	^{227}Ac	< 0,12	

У даному дослідженні використовувалися відібрані другі події у парах, що відповідають розпадам ^{212}Po (рисунок). Завдяки невеликому періоду напіврозпаду, більшість подій у відібраних спектрах потрапляє до піку альфа-розпаду ^{212}Po на основний рівень дочірнього ядра. Разом з тим, у випадках альфа-розпаду на рівень 2614,5 кеВ і подвійного альфа-розпаду відгук детекторів буде відрізнятися завдяки іншій енергії поглинутих частинок, а також за рахунок зміни коефіцієнта пригнічення світлового виходу для альфа-частинок, порівняно із гамма-квантами.



Енергетичні спектри других подій у парах ^{212}Bi - ^{212}Po , отримані з кристалом BaF_2 (ліворуч) і рідким сцинтилятором, насиченим торієм (праворуч). Цифрами позначено: альфа-розпади ^{212}Po і ^{214}Po на основний стан дочірніх ядер (1 і 2 відповідно); очікувані піки альфа-розпаду ^{212}Po на 1-й збуджений рівень ^{208}Pb з енергією 2614,5 кеВ (3 позначає альфа-пик, 4 – пик сумарної реєстрації альфа-частинки і гамма-кванта 2614,5 кеВ) і симетричного подвійного альфа-розпаду ^{212}Po на основний стан ^{204}Hg (5).

Очікуване положення піків оцінювалося з енергій відповідних розпадів і коефіцієнтів пригнічення світлового виходу для альфа-частинок у досліджуваних сцинтиляторах. Обробка даних включала моделювання відгуку детекторів до шуканих процесів і апроксимацію експериментальних спектрів моделями, що включали, крім ефекту, піки альфа-розпадів ізотопів полонію і випадкові збіги у парах подій. Усі отримані верхні обмеження на відносні ймовірності альфа-розпаду ^{212}Po на перший збуджений стан ^{208}Pb (з двох спектрів) і подвійного альфа-розпаду ^{212}Po на основний стан ^{204}Hg (лише з рідким сцинтилятором) лежать на рівні $\sim 10^{-4}$. Подальшого покращення чутливості можна досягти збільшенням експозиції вимірювань і покращенням енергетичної роздільної здатності детекторів за рахунок покращення умов світлозбору.

1. K. Auranen, E.A. McCutchan. Nucl. Data Sheets 168 (2020) 117.
2. V.I. Tretyak. Nucl. Phys. At. Energy 22 (2021) 121.
3. F. Mercier et al. Phys. Rev. Lett. 127 (2021) 012501.
4. V.Yu. Denisov. Phys. Lett. B 835 (2022) 137569.
5. P. Belli et al. Eur. Phys. J. A 50 (2014) 134.
6. П. Беллі і ін. Ядерна фізика та енергетика 19 (2018) 220.
7. P. Belli et al. Eur. Phys. J. A 57 (2021) 215.

ПОШУК РІДКІСНИХ ЯДЕРНИХ РОЗПАДІВ ІЗОТОПІВ ГАДОЛІНІЮ

**В. Р. Клавдієнко¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Ф. А. Даневич^{1,2,4,5}, В. Ю. Денисов¹,
А. Інчіккітті^{6,7}, Ф. Каппелла^{6,7}, В. Караччоло^{2,3}, Д. В. Касперович¹, М. Лаубенштейн⁸,
А. Леончіні^{2,3}, В. Мерло^{2,3}, С. Нізі⁸, В. І. Третьак^{1,4,8}, Ф. Ферелла⁸, Р. Черуллі^{2,3}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Секція Національного інституту ядерної фізики у Римі «Tor Vergata», Рим, Італія

³ Фізичний факультет Римського університету «Tor Vergata», Рим, Італія

⁴ Інститут експериментальної та прикладної фізики, Чеський технічний університет у Празі,
Прага, Чеська Республіка

⁵ Інститут науки Гран-Сассо, Л'Аква, Італія

⁶ Секція Національного інституту ядерної фізики у Римі, Рим, Італія

⁷ Фізичний факультет Римського університету «La Sapienza», Рим, Італія

⁸ Національна лабораторія Гран-Сассо Національного інституту ядерної фізики, Ассерджі, Італія

Експеримент з пошуку рідкісних ядерних розпадів ізотопів гадолінію було проведено у підземній лабораторії Гран-Сассо (LNGS, Італія) за допомогою сцинтиляційного кристалу $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}(\text{Ce})$ (GAGG:Ce) масою 286 г. Визначено основні спектрометричні характеристики детектора та виконано розділення подій від α - та β -частинок (γ -квантів) за формою сцинтиляційних імпульсів. Встановлено радіоактивне забруднення деталей експериментальної установки за допомогою розкладу α - та β -спектрів на окремі компоненти та часово-амплітудного аналізу. Визначено гасіння ефективності сцинтиляції для α -частинок та роздільну здатність для α -подій.

Для нукліда ^{152}Gd уперше встановлено обмеження на період напіврозпаду ($T_{1/2}$) відносно $2\nu 2\text{KL}$ процесу $T_{1/2} > 9,4 \cdot 10^{16}$ р. з довірчою ймовірністю (Д.Й.) 90 % [1] та отримано нове обмеження відносно $0\nu 2\text{EC}$ -розпаду $T_{1/2} > 8,2 \cdot 10^{16}$ р. з 90 % Д.Й. [1], що на чотири порядки величини перевищує попередній результат [2]. Уперше було встановлено обмеження на $T_{1/2}$ нукліда ^{152}Gd відносно 2α -розпаду $T_{1/2} > 3,3 \cdot 10^{18}$ р з 90 % Д.Й. Даний процес є теоретично можливим новим видом радіоактивності атомних ядер, який був передбачений ще у 1980-х роках, однак активні пошуки 2α -розпаду розпочалися після роботи 2021 р. [3]. Отриманий результат наблизився до найбільш оптимістичних теоретичних передбачень симетричного 2α -розпаду ^{152}Gd $T_{1/2} = 1,1 \cdot 10^{19}$ р. [4]. Отримано нове значення $T_{1/2}$ нукліда ^{152}Gd відносно α -розпаду на основний рівень дочірнього ядра $T_{1/2} = (6,1^{+0,4}_{-0,5}) \cdot 10^{13}$ р., що з урахуванням систематичних та статистичних похибок майже в два рази відрізняється від табличного значення $T_{1/2} = 1,08(8) \cdot 10^{14}$ р. [5]. Така значна неузгодженість мотивує до подальших досліджень даного нукліда. Також у роботі встановлено обмеження на α -розпад ^{152}Gd на перший збуджений рівень ^{148}Sm $T_{1/2} > 1,1 \cdot 10^{18}$ р. з 90 % Д.Й.

Для нукліда ^{154}Gd уперше встановлені обмеження на $T_{1/2}$ відносно α -розпаду на основний рівень ^{150}Sm $T_{1/2} > 5,3 \cdot 10^{18}$ р. з 90 % Д.Й. та відносно каналу 2α -розпаду $T_{1/2} > 1,4 \cdot 10^{18}$ р. з 90 % Д.Й.

Для нукліда ^{155}Gd уперше встановлено обмеження на період напіврозпаду відносно 2α -розпаду $T_{1/2} > 7,7 \cdot 10^{20}$ р. з 90 % Д.Й.

1. P. Belli et al. J. Phys. G 53 (2026) 045101.
2. M. Laubenstein et al. Eur. Phys. J. C 83 (2023) 1114.
3. V.I. Tretyak. Nucl. Phys. At. Energy 22 (2021) 121.
4. V.Yu. Denisov. Phys. Lett. B 835 (2022) 137569.
5. R.D. Macfarlane, T.P. Kohman. Phys. Rev. 121 (1961) 1758.

ЗАСТОСУВАННЯ СИМВОЛЬНОЇ РЕГРЕСІЇ ДЛЯ АНАЛІЗУ ДАНИХ У ФІЗИЦІ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ

Д. М. Клекоць, О. А. Безшийко, Л. О. Голінка-Безшийко

Київський Національний Університет Імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Дослідження в області експериментальної фізики високих енергій завжди вимагали проведення значного аналізу отриманих експериментальних даних. Починаючи з аналізу фотографій треків нових частинок з бульбашкових камер до теперішніх експериментів на колайдерах з частотою зіткнення пучків порядку десятків наносекунд. Генерування великої кількості даних у експериментах вимагає алгоритмів їх надійного аналізу, зокрема відділення сигнальних подій від комбінаторного фону, що є особливо важливим для рідкісних подій, таких як, наприклад, утворення бозону Хігса [1, 2], що вимагають максимальної ефективності відбору сигналу та придушення фону.

Найпоширеніші на сьогодні методи аналізу даних використовують машинне навчання, що також було підтверджено врученням нобелівської премії з фізики 2024 р. [3, 4] за піонерські дослідження в даному напрямку.

Історично застосування машинного навчання для аналізу даних у фізиці високих енергій розпочалося із застосування нейронних мереж [5], однак згодом посиленні дерева рішень [6] стали більш популярними та стали переважаючим інструментом аналізу на сьогодні. Незважаючи на велику ефективність класичних моделей машинного навчання, вони мають обмежену інтерпретовність, та працюють за принципом «темної скрині». Хоча моделі машинного навчання проходять валідацію, їх розділення подій на сигнальні та фонові, залишається дещо поза аналізом науковців, що потенційно може призвести до упередженості моделі.

Однією з можливих альтернатив є символічні моделі, в яких у процесі навчання формується аналітичний вираз скалярної функції кількох аргументів, значення якої є критерієм віднесення події до фону або сигналу. Принцип роботи символічних моделей такий же як і класичних посилених дерев рішень чи нейронних мереж. Як вхідні дані такі моделі використовують параметри реконструйованих треків у колайдерах, на основі яких обчислюють вихідну величину, що характеризує ймовірність належності події до сигналу. Особливістю символічних методів є те, що вихідна модель є формулою, яка може бути проаналізована аналітично.

Принцип роботи посилених дерев рішень, можна порівняти з розбиванням фазового простору вхідних параметрів на області сигнальних та фонових подій, у той час як символічні методи спрямовані на пошук закономірностей, за якими розподілені сигнальні та фонові події.

Розпізнавання закономірностей символічними моделями може бути продемонстроване на прикладі даних, зображених на рис. 1, де кожна подія характеризується двома параметрами, які позначенні координатами відповідних точок на графіку. Наведені дані було використано для навчання моделі посилених дерев рішень з використанням фреймворку XGBoost [7] та символічної моделі з використанням фреймворку Symbolic Regression [8]. З рис. 1 візуально видно закономірність, за якою розташовані сигнальні події та фонові, однак, слід зазначити що символічні моделі можуть розпізнавати закономірності, які не завжди вдається встановити візуально. Фоновим кольором на рис. 1 позначено вихідні значення натренованої символічної моделі. Як видно з графіка, натренована символічна модель коректно відтворює розподіл сигнальних подій.

Формула даної символічної моделі має такий аналітичний вигляд

$$F(x_1, x_2) = \left| 1 - 0,84 \frac{x_1}{x_2} \right|.$$

Ефективність символічної моделі та моделі посилених дерев рішень оцінювали за площею під ROC-кривою (рис. 2). Значення цього показника для символічної моделі становило 89,54, а для моделі посилених дерев рішень – 81,91, що свідчить про вищу ефективність символічної моделі.

Варто зазначити, що, хоча в цьому дослідженні символічна регресія перевершує модель посилених дерев рішень за показниками ефективності, така перевага не є універсальною і залежить від особливостей конкретного набору даних. Також тренування символічних моделей зазвичай займає значно більше часу, порівняно з оптимізованими алгоритмами тренування посилених дерев рішень.

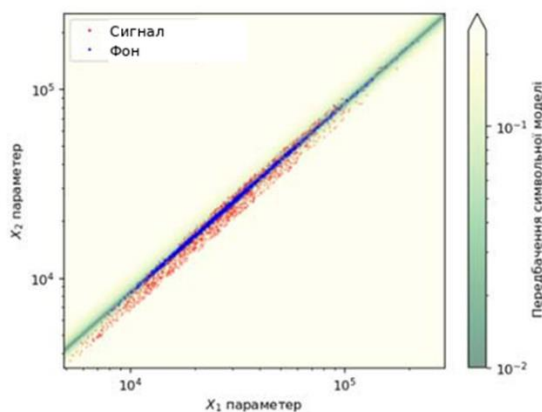


Рис. 1. Візуалізація розподілу параметрів тренувального набору даних. Сигнальні події позначені червоним кольором, фонові події – синім. Фоновим кольором позначено передбачення символічної моделі.

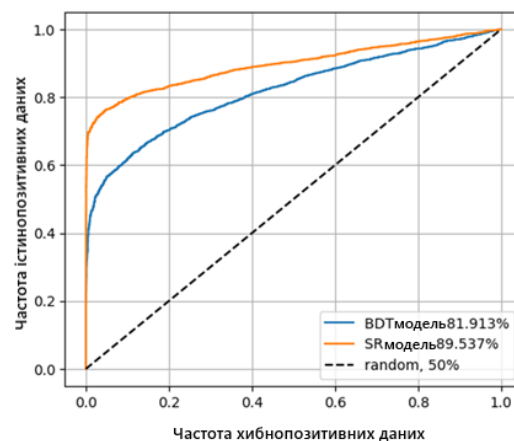


Рис. 2. ROC криві символічної моделі (помаранчева крива) та моделі посиленних дерев рішень (блакитна крива), побудовані на валідаційному наборі даних. Площа під кривою зазначена у відсотках від максимальної.

Підсумовуючи, варто зазначити, що символічні моделі машинного навчання мають перспективу застосування у фізиці високих енергій, де прозорість моделі має одне з пріоритетних значень. Крім того, символічні моделі мають потенціал для виявлення закономірностей у даних, які можуть залишатися невиявленими при застосуванні класичних моделей машинного навчання. Проте символічні моделі не завжди забезпечують вищу ефективність, ніж моделі посиленних дерев рішень, і потребують значно більших обчислювальних ресурсів під час навчання. Водночас завдяки відносній простоті отриманих аналітичних виразів вони здатні виконувати передбачення швидше, що робить їх перспективними для застосувань, у яких швидкість обробки даних є критично важливою, наприклад у тригерних системах колайдерних експериментів.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проєкту «Вирішення сучасних проблем хімії, біомедицини, фізики та матеріалознавства з використанням центру високопродуктивних обчислень і машинного навчання», реєстраційний номер заявки 2023.05/0024 (Конкурс «Дослідницькі інфраструктури для проведення передових наукових досліджень»).

1. ATLAS Collaboration. Phys. Lett. B 716(1) (2012) 1. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>
2. CMS Collaboration. Phys. Lett. B 716(1) (2012) 30. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>
3. J.J. Hopfield. Proc. Natl. Acad. Sci. USA 79(8) (1982) 2554. <https://doi.org/10.1073/pnas.79.8.2554>
4. D.H. Ackley, G.E. Hinton, T.J. Sejnowski. Cogn. Sci. 9(1) (1985) 147.
5. L. Teodorescu. Artificial neural networks in high-energy physics. In: *Inverted CERN School of Computing 2008, 2005 and 2006 edition* (Geneva: CERN, 2008) p. 13.
6. B.P. Roe et al. Nucl. Instrum. Methods A 543(2-3) (2005) 577. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.12.018>
7. T. Chen, C. Guestrin. XGBoost: A Scalable Tree Boosting System. In: *Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD '16)*. San Francisco, CA, USA, August 13–17, 2016 (New York: Association for Computing Machinery, 2016) p. 785. <https://doi.org/10.1145/2939672.2939785>
8. M. Cranmer. arXiv:2305.01582 [astro-ph.IM]. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.01582>

ПОШУК АЛЬФА- ТА ПОДВІЙНОГО АЛЬФА-РОЗПАДУ НУКЛІДІВ З ПРИРОДНИХ РАДІОАКТИВНИХ РЯДІВ ТА ЛЮТЕЦІЮ З ВИКОРИСТАННЯМ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІЇ

**І. С. Ключев¹, П. Беллі², Р. Бернабей², Ф. А. Даневич^{1,2,3}, В. Ю. Денисов¹, С. С. Драпей¹,
А. Інчіккітті⁴, Ф. Каппелла^{4,5}, В. Караччіоло², Д. В. Касперович¹, В. Р. Клавдієнко¹,
В. В. Кобичев¹, В. І. Киришук¹, М. Лаубенштайн⁶, А. Леончіні², В. Мерло², С. Нісі⁶,
В. І. Третьак^{1,3,6}, Ф. Ферелла⁶, Р. Черуллі²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

³ Інститут експериментальної та прикладної фізики, Чеський технічний університет у Празі,
Прага, Республіка Чехія

⁴ Національний інститут ядерної фізики, секція у Римі, Рим, Італія

⁵ Римський університет "Ла Сапієнца", Рим, Італія

⁶ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Подвійний альфа-розпад (2α) є надзвичайно рідкісним каналом радіоактивних перетворень, у якому материнське ядро випромінює дві α -частинки в процесі єдиного корельованого процесу. На відміну від двох послідовних α -розпадів, цей механізм розглядається як самостійний вид ядерного розпаду. Його можливість була вперше обґрунтована в теоретичних дослідженнях 1980-х років, тоді як сучасний інтерес істотно посилюється після роботи [1], де було наведено оцінки парціальних періодів напіврозпаду, встановлено експериментальне обмеження на 2α -розпад ^{209}Bi та запропоновано потенційні експериментальні підходи до пошуку цього виду розпаду. На сьогодні подвійний α -розпад не має експериментального підтвердження, водночас для низки нуклідів встановлено нижні межі на парціальні періоди напіврозпаду в наших роботах [1–3]. Експериментальні пошуки 2α -розпаду проводяться й іншими групами, зокрема в ЦЕРН [4]. Теоретичні оцінки періодів напіврозпаду деяких радіоактивних нуклідів у рамках симетричної моделі процесу є доволі оптимістичними [5], що дає надію на його реєстрацію. У даній роботі пошук 2α -розпаду виконано методом низькофонової γ -спектрометрії з використанням германієвих детекторів. Аналіз проведено для двох незалежних експериментальних підходів: вимірювання зразка оксиду урану (U_3O_8) та скінтіляційного кристалу GAGG:Ce ($\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}(\text{Ce})$).

У випадку уранового зразка використовувався U_3O_8 з відомим ізотопним складом, вимірювання проводилися протягом 46,3 діб за допомогою широкодіапазонного напівпровідникового германієвого (BEGe) детектора. Калібрування енергетичної шкали спектрометра виконувалося за відомими γ -лініями нуклідів природних радіоактивних рядів, а піки апроксимувалися модифікованими функціями Гаусса з урахуванням асиметрії. Ефективність реєстрації γ -квантів визначалася експериментально за γ -піками, присутніми у даних та за допомогою Монте-Карло моделювання з використанням програмного пакета Simourg 1.5.0 [6], що функціонує як оболонка над пакетом симуляцій GEANT4 [7, 8].

Методика пошуку ґрунтується на аналізі γ -пиків дочірніх радіонуклідів, що утворюються внаслідок β -розпадів після шуканого 2α -переходу. Для кожного очікуваного піка від γ -переходу виконувалась апроксимація та ставилось обмеження на площу піка. На цій основі встановлювалися нижні межі на парціальні періоди напіврозпаду.

Для кристала GAGG:Ce вимірювання виконано в підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія) з використанням BEGe детектора. Аналіз включав пошук γ -пиків, що можуть відповідати розпадам дочірніх ядер після 2α -процесів у нуклідах уран-торієвих рядів, а також у $^{175,176}\text{Lu}$, присутніх як домішки. Моделювання ефективності реєстрації здійснювалося методом Монте-Карло з використанням Simourg 1.5.0, а верифікація – за γ -лініями ^{176}Lu .

У результаті аналізу експериментальних спектрів не виявлено піків, які могли б бути інтерпретовані як прояви подвійного α -розпаду. На цій основі встановлено нижні межі на парціальні періоди напіврозпаду. Для нуклідів уран-торієвих рядів обмеження мають значення $T_{1/2} \gtrsim 10^4 \text{ хв} - 10^{14} \text{ р.}$, тоді як для $^{175,176}\text{Lu}$ – на рівні $T_{1/2} \gtrsim 10^{12} - 10^{13} \text{ р.}$ з довірчою ймовірністю (Д.Й.) 90 %. Зокрема, з аналізу спектра GAGG отримано обмеження на 2α -розпад $^{175,176}\text{Lu}$ відповідно $T_{1/2} > 3,9 \cdot 10^{13} \text{ р.}$ та $T_{1/2} > 4,9 \cdot 10^{12} \text{ р.}$ (90 % Д.Й.), а зі спектра оксиду-урану найкращі обмеження для нуклідів $^{238,235}\text{U}$ $T_{1/2} > 6,1 \cdot 10^{13}$ та $T_{1/2} > 2,9 \cdot 10^{14} \text{ р.}$ (усі обмеження оцінено з 90 % Д.Й.). Також було оцінено нижні межі на парціальні періоди напіврозпаду по каналу альфа-розпаду. Повний перелік отриманих результатів наведено в таблиці.

**Обмеження на парціальні періоди напіврозпаду нуклідів з уран-торієвих рядів
та нуклідів лютецію по α - та 2α -каналах (обмеження оцінено з 90 % Д.Й.)**

Розпад	Мода розпаду	$T_{1/2}$ материнського нукліда	$\lim T_{1/2(\alpha, 2\alpha)}$	Обмеження на відносну ймовірність розпаду
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{230}\text{Ac}$	2α	$4,46 \cdot 10^9$ р.	$6,1 \cdot 10^{13}$ р.	$7,37 \cdot 10^{-5}$
$^{234}\text{Th} \rightarrow ^{230}\text{Ac}$	α	24,11 д	895,0 р.	$7,37 \cdot 10^{-5}$
$^{234}\text{Th} \rightarrow ^{226}\text{Fr}$	2α	24,11 д	665,9 р.	$9,91 \cdot 10^{-5}$
$^{234m}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{Ac}$	α	1,16 хв	10,9 д	$7,37 \cdot 10^{-5}$
$^{234m}\text{Pa} \rightarrow ^{226}\text{Fr}$	2α	1,16 хв	8,1 д	$9,91 \cdot 10^{-5}$
$^{214}\text{Pb} \rightarrow ^{206}\text{Au}$	2α	27,06 хв	50,1 д	$3,75 \cdot 10^{-4}$
$^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{206}\text{Au}$	2α	19,71 хв	36,5 д	$3,75 \cdot 10^{-4}$
$^{235}\text{U} \rightarrow ^{227}\text{Ra}$	2α	$7,04 \cdot 10^8$ р	$2,9 \cdot 10^{14}$ р.	$2,44 \cdot 10^{-6}$
$^{231}\text{Th} \rightarrow ^{227}\text{Ra}$	α	25,52 год	1193,6 р.	$2,44 \cdot 10^{-6}$
$^{231}\text{Th} \rightarrow ^{223}\text{Rn}$	2α	25,52 год	132,5 р.	$2,02 \cdot 10^{-5}$
$^{211}\text{Pb} \rightarrow ^{203}\text{Pt}$	2α	36,16 хв	7,4 д	$3,38 \cdot 10^{-3}$
$^{212}\text{Pb} \rightarrow ^{204}\text{Au}$	2α	10,63 год	200,0 д	$2,21 \cdot 10^{-3}$
$^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{204}\text{Au}$	2α	60,55 хв	19,0 д	$2,21 \cdot 10^{-3}$
$^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{168}\text{Ho}$	2α	$3,71 \cdot 10^{10}$ р.	$4,9 \cdot 10^{12}$ р.	$7,70 \cdot 10^{-3}$
$^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Tm}$	α	$3,71 \cdot 10^{10}$ р.	$6,1 \cdot 10^{12}$ р.	$6,15 \cdot 10^{-3}$
$^{175}\text{Lu} \rightarrow ^{167}\text{Ho}$	2α	—	$3,9 \cdot 10^{13}$	—

Отримані результати демонструють, що γ -спектрометрія є доволі чутливим методом для пошуку рідкісних каналів розпаду, однак її чутливість залишається недостатньою. Це визначає необхідність подальшого вдосконалення методики експерименту, зокрема використання детекторів більшого розміру, а також використанням зразків з більшою активністю нуклідів, що представляють інтерес.

1. V.I. Tretyak. Nucl. Phys. At. Energy 22(2) (2021) 121.
2. P. Belli et al. Eur. Phys. J. A 60 (2024) 46.
3. P. Belli et al. Eur. Phys. J. A 60 (2024) 150.
4. C. Theisen, E. Khan. CERN-INTC-2021-054, INTC-P-616 (2021).
5. V.Yu. Denisov. Phys. Lett. B 835 (2022) 137569.
6. V.V. Kobychiev. Nucl. Phys. At. Energy 12(3) (2011) 301.
7. J. Allison et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 270.
8. S. Agostinelli et al. Nucl. Instrum. Methods A 506 (2003) 250.

МОЖЛИВІСТЬ ДОСЛІДЖЕННЯ СОНЯЧНИХ НЕЙТРИНО З ВИКОРИСТАННЯМ ЯДЕР ${}^7\text{Li}$ У КРІОГЕННИХ БОЛОМЕТРАХ Li_2MoO_4

В. В. Кобичев

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Ідея використання ядер ${}^7\text{Li}$ для реєстрації сонячних нейтрино була запропонована ще в 1960-х роках [1–4]. Ця можливість знову привертає увагу у зв'язку з високою енергетичною роздільною здатністю та низьким рівнем фону сучасних експериментів для пошуку подвійного бета-розпаду ${}^{100}\text{Mo}$ з криогенними сцинтиляційними болометрами на основі Li_2MoO_4 (LMO), таких як AMoRE та CUPID-Mo. Кристали LMO містять $6,4 \cdot 10^{24}$ ядер ${}^7\text{Li}$ на 1 кг.

Існують два основні канали взаємодії сонячних нейтрино з ядрами ${}^7\text{Li}$: через заряджені струми (CC) та через нейтральні струми (NC). Для CC-реакцій ${}^7\text{Li}(\nu_e, e^-){}^7\text{Be}$ порогова енергія становить 862 кеВ (для переходу на основний стан ${}^7\text{Be}$) та 1291 кеВ (для переходу на збуджений стан, рисунок). За оцінками [5, 6], середній переріз для сонячних нейтрино від розпаду ${}^8\text{B}$ (без урахування осциляцій) дорівнює $2,5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$ для переходів на основний стан та $1,3 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$ – на збуджений стан ${}^7\text{Be}$. Оскільки потік борних сонячних нейтрино становить $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, очікувана швидкість CC-подій від них є надзвичайно малою: порядку $2,2 \cdot 10^{-3}$ подій на рік на 1 кг LMO. Навіть у великомасштабному експерименті на кшталт AMoRE-II (≈ 180 кг) очікується менше однієї CC-події на рік від борних нейтрино. Берилієві нейтрино мають значно більший потік ($\sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$), ніж борні, але їх енергії досягають порогу тільки за рахунок теплового уширення нейтринної лінії $E_\nu = 862$ кеВ, тому загальний переріз CC-реакцій на ядрі ${}^7\text{Li}$ для них становить лише $0,95 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$ [6, 7] та кількість подій $\sim 10^{-3}$ на рік на 1 кг LMO. Ще п'ять компонент спектра сонячних нейтрино лежать вище порога 862 кеВ: *per*-нейтрино (повний CC-переріз на ${}^7\text{Li}$ дорівнює $6 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$, потік $1,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $1,7 \cdot 10^{-3}$ подій на рік на 1 кг LMO), ${}^{13}\text{N}$ ($0,42 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$, $2,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $0,23 \cdot 10^{-3}$ подій), ${}^{15}\text{O} + {}^{17}\text{F}$ ($2,3 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$, $2,0 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $0,94 \cdot 10^{-3}$ подій), *her*-нейтрино (незначна). Найбільша компонента спектра, *pp*-нейтрино, є підпороговою. Таким чином, CC-канал практично не робить внеску у сигнал: сумарна кількість подій від усього спектра становить $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ подій на рік на 1 кг LMO, або ~ 1 подія на рік для 200-кг детектора. Крім того, експериментальна сигнатура не сприяє детектуванню: розпад створеного ${}^7\text{Be}$ дає в спектрі детектора моноенергетичну подію з енергією 478 кеВ лише у 10,5 % випадків (ще один пік з фіксованою енергією 578 кеВ виникає від захоплення моноенергетичних *per*-нейтрино, $E_{\text{per}} = 1,442$ МеВ, на основний рівень ${}^7\text{Be}$, $\sim 1/3$ від усіх CC-реакцій).

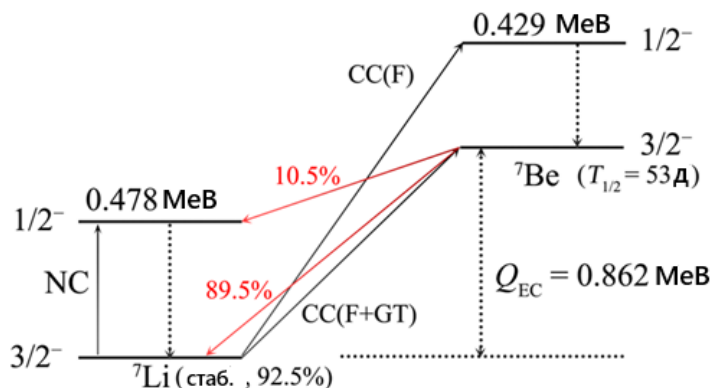


Схема рівнів з енергіями нижче 4 МеВ у системі ${}^7\text{Li}$ - ${}^7\text{Be}$. Показані можливі переходи під дією сонячних нейтрино за рахунок заряджених токів (CC) та нейтральних токів (NC). Позначення F та GT – для ферміївських та гамов-телерівських переходів.

Разом з тим, значно більшу кількість подій мають давати NC-реакції ${}^7\text{Li}(\nu_x, \nu'_x){}^7\text{Li}^*$, що збуджують рівень 478 кеВ безпосередньо. Цей підхід був уперше розглянутий у [8] для запропонованого болометричного детектора з LiF. Для нейтрино з енергіями порядку 1 МеВ переріз реакції оцінюється як $\sim 2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$, на два порядки вище, ніж для CC-реакцій. Він не залежить від типу нейтрино, тобто нечутливий до нейтринних флейворних осциляцій. Інтегрування перерізу NC-реакції по сумарному спектру компонент сонячних нейтрино [9], якщо обмежитися наближенням $\sigma(E) = 4 \cdot 10^{-42} \cdot (E - 0,478 \text{ МеВ})^2 \text{ см}^2$, дає $3,2 \cdot 10^{-33}$ події на ядро ${}^7\text{Li}$ в секунду, або близько 0,65 події на рік на 1 кг LMO, що відповідає приблизно 100 подіям на рік в детекторі масштабу AMoRE-II [10] або

CUPID [11]. Експериментальною ознакою таких подій є чіткий γ -пік з енергією 478 кеВ, що відповідає переходу збудженого стану ядра ${}^7\text{Li}$ у основний; ефективність реєстрації випроміненого гамма-кванта у піку повного поглинання близька до 100 % для великомасштабного експерименту. Для індексу фону ~ 20 відліків/(кеВ·кг·рік) в області 0,5 МеВ (CUPID-Мо [12]) та енергетичної роздільної здатності 3 кеВ при експозиції 200 кг·рік пік з площею 100 подій досягає межі детектування.

Таким чином, NC-реакції сонячних нейтрино на ядрах ${}^7\text{Li}$ у кристалах LMO перебувають на межі експериментальної спостережуваності в сучасних низькофонових болометричних установках для пошуку подвійного бета-розпаду. Ці реакції становлять фон для пошуку сонячних аксіонів через резонансне поглинання на ${}^7\text{Li}$ [13], який неможливо усунути, але водночас вони можуть бути використані для дослідження потоків сонячних нейтрино.

1. J.N. Bahcall. Phys. Lett. 13 (1964) 332.
2. F. Reines, R.M. Woods. Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 20.
3. V.A. Kuzmin, G.T. Zatsepin. On the neutrino spectroscopy of the Sun. In: Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference, London, September 1965. Vol. 2 (London: The Institute of Physics and the Physical Society, 1966) p. 1023.
4. J.N. Bahcall. Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 251.
5. J.N. Bahcall. Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 881.
6. W.C. Haxton. Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1562.
7. W. Shao et al. Eur. Phys. J. C 83 (2023) 799.
8. R.S. Raghavan et al. Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 4295.
9. J.N. Bahcall. Software and data for solar neutrino research [Electronic resource]. Institute for Advanced Study. <https://www.sns.ias.edu/~jnb/SNdata/sndata.html>
10. A. Agrawal et al. (The AMoRE Collaboration). Eur. Phys. J. C 85 (2025) 9.
11. K. Alfonso et al. (The CUPID Collaboration). J. Low Temp. Phys. 211 (2023) 375.
12. C. Augier et al. (The CUPID Collaboration). Eur. Phys. J. C 83 (2023) 675.
13. P. Belli et al. Phys. Lett. B 711 (2012) 41.

SIMULATIONS OF OPTICAL PERFORMANCE OF LONG BGO SCINTILLATORS FOR PROTOTYPE CRYOGENIC ACTIVE VETO IN THE BINGO 2 β PROJECT

D. S. Kovalenko, on behalf of the BINGO Collaboration

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

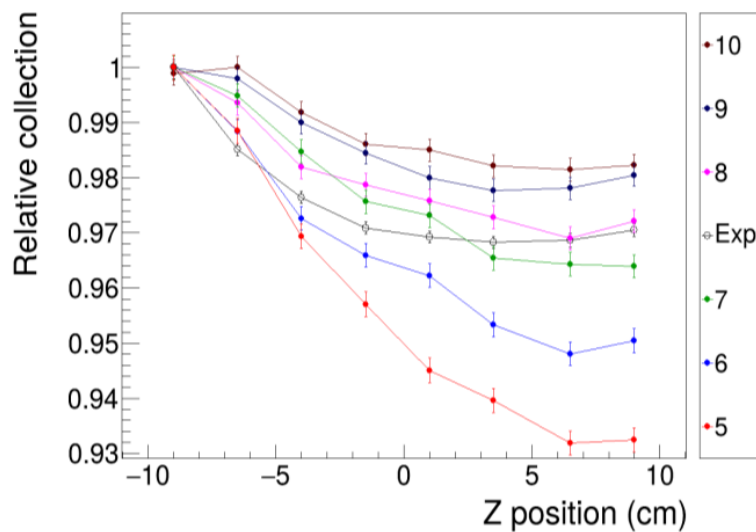
In the well-established two-neutrino double-beta decay ($2\nu 2\beta$), a nucleus (A, Z) decays into ($A, Z + 2$) with the emission of two electrons and two antineutrinos. In contrast, the hypothetical neutrinoless mode ($0\nu 2\beta$) proceeds with the emission of only two electrons and no neutrinos in the final state: $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$. Numerous experimental efforts are dedicated to the search for $0\nu 2\beta$, as its observation would constitute a major breakthrough in understanding the fundamental nature of neutrinos [1].

The multi-isotope BINGO project [2] aims to advance the search for $0\nu 2\beta$ of ^{130}Te and ^{100}Mo by improving experimental sensitivity through innovative detector technologies. The isotopes of interest are embedded in low-temperature TeO_2 and Li_2MoO_4 bolometers, installed in a low-background cryogenic setup at the Modane Underground Laboratory. One of the approaches to reduce the background in the region of interest is the implementation of an active cryogenic veto system [3], that utilizes $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) scintillators to identify and reject gamma-induced background events. Registration of scintillation signals from BGO scintillators will be carried out using low-temperature germanium bolometric photosensors based on the Neganov–Luke effect.

In BINGO, specific challenges are related to light collection from the BGO active veto scintillators. The elongated shape of crystals $(50\text{--}100) \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ leads to position-dependent light collection and complicates scintillation signal readout. Defining BGO scintillator and photodetector parameters via photon propagation simulations requires the measurement of the value of BGO optical transparency (photon absorption length). At the same time, determining the absorption length of long samples is difficult for highly transparent materials.

To experimentally determine the absorption length of BGO crystals, an indirect method was employed. Test samples (four trapezoidal crystals, 23 cm long with a cross-sectional area of about 19.4 cm^2) were optically coupled to a PMT on one side, while the rest of the surface was wrapped with ESR reflective film [4]. Then the full-energy peak position in the γ -ray spectrum was measured for different positions of a collimated ^{60}Co source along the crystals (from -9 to $+9 \text{ cm}$ in 2.5 cm steps).

These measurements yielded relative light collection profiles, which were reproduced using optical Monte Carlo simulations by expressing the optical attenuation length as the product of the reference value from [5] and a free scaling parameter (Figure). The attenuation length at the emission spectrum maximum was determined to be $80 \pm 8 \text{ cm}$, based on the measurements of four crystals of the same shape. This value was then used to estimate the energy threshold of a bolometric BGO active veto prototype ($\approx 80 \text{ keV}$), in good agreement with the experimentally achieved value [3].



Comparison of relative light collection efficiency: colored lines show simulations with different attenuation lengths (reference att. length curve [5] scaled by numerical factors from 5 to 10 in steps of 1), while unfilled points represent experimental data.

1. M. Agostini et al. Rev. Mod. Phys. 95 (2023) 025002.
2. A. Armato et al. (The BINGO Collaboration). Nucl. Instrum. Methods A 1069 (2024) 169936.
3. A. Armato et al. (The BINGO Collaboration). BINGO: cryogenic scintillation veto for $0\nu 2\beta$ bolometric experiments, submitted to Eur. Phys. J. C.
4. 3M Company. *Application Guide for 3M™ Enhanced Specular Reflector (ESR) Film*. St. Paul, MN, USA: 3M Display Materials and Systems Division, 2018.
5. E. Roncali et al. Biomed. Phys. Eng. Express 5(3) (2019) 035033.

TOWARDS PRECISION ENERGY CALIBRATION IN THE SUPERNEMO DEMONSTRATOR: UNCOVERING UNACCOUNTED ENERGY LOSSES

Ya. Ye. Kozina¹, M. Macko², O. A. Bezshyyko¹, L. O. Golinka-Bezshyyko¹

¹ *Physics Faculty, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Ukraine*

² *International Institute for Particle Astrophysics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland*

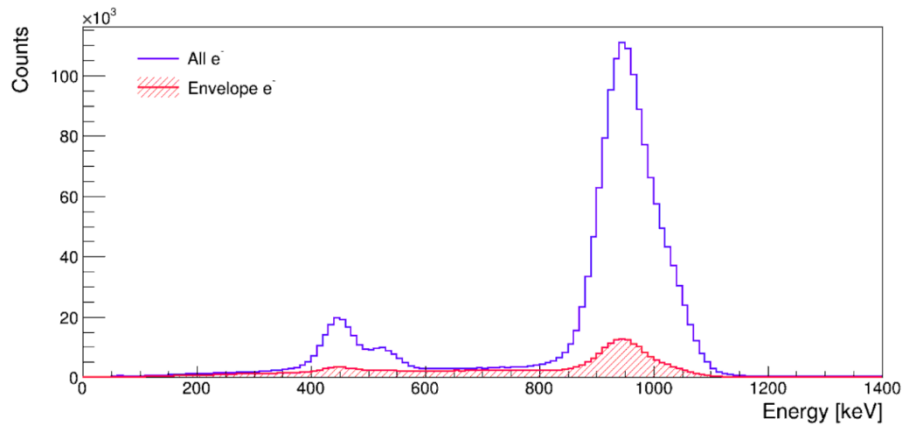
The SuperNEMO experiment is an international collaboration focused on double-beta-decay studies and searching for neutrinoless double-beta decay – a hypothetical process whose observation would prove the Majorana nature of neutrinos, establish lepton number violation, and enable a direct measurement of the effective Majorana neutrino mass, thus revealing physics beyond the Standard Model.

The SuperNEMO Demonstrator module consists of ^{82}Se double-beta decay source foils placed in the center of the detector, a tracking detector surrounding the source foils on both sides, a segmented calorimeter composed of 712 optical modules (OMs) enclosing the tracker, and a ^{207}Bi -based energy calibration system, consisting of 42 sources inserted into gaps between the ^{82}Se source foils. Each calibration source is a droplet of ^{207}Bi solution sandwiched between two thin Mylar foils and sealed within a rectangular frame made of radiopure copper, providing conversion electrons (among others) with energies 482, 976 and 1682 keV. Electrons emitted from the ^{207}Bi sources traverse the tracker before reaching the calorimeter walls, where their energy is measured [1–3]. The unique tracker-calorimeter design allows full reconstruction of each electron's trajectory from the source to the calorimeter, which is essential for applying trajectory-dependent energy loss corrections in the calibration procedure.

As neutrinoless double-beta decay is expected to be an extremely rare process (with a half-life exceeding 10^{25} – 10^{28} years [1, 4]), precise and reliable energy calibration of the calorimeter is crucial. To ensure high-quality calibration, all detector effects that influence the behaviour of calibration electrons, hence, the shape of the calibration spectrum and the extracted calibration constants, must be identified and accounted for. Understanding the physical origin of such effects is of utmost importance, as it provides the foundation for any future improvements to the calibration procedure. In this work, we investigate such effects within the framework of the calibration model developed by Filip Koňářík [2], which applies energy corrections accounting for optical non-linearities and electron energy losses in the detector materials traversed before reaching the calorimeter. While this model provides a working calibration procedure, certain spectral features remain unexplained, motivating the present investigation.

Examination of the experimental calibration spectra reveals that the 976 keV energy peak is not symmetrical, forming a broad plateau between approximately 600 and 800 keV, located between the two main calibration peaks at 482 and 976 keV, which is not accounted for by the calibration model [2]. Examination of the experimental spectrum accounting for the angular distribution of the electrons (performed on a dataset of 285 runs each consisting of around 18 000 selected events) shows that the number of events forming the plateau increases the more parallel to the calibration source electrons are emitted – they face additional energy losses of around 300–350 keV on average. This feature is shown to be inconsistent with tracker-gas energy losses alone: such losses would produce a narrow Landau-distributed contribution. This points to an additional energy loss mechanism associated with the geometry of the calibration source itself.

The effect is attributed to electrons from the 976 keV conversion line that lose a substantial fraction of their energy in the copper frame of the calibration source. Depending on the emission angle, electrons traverse different effective thicknesses of copper, producing a wide distribution of energy losses that populates precisely this inter-peak region. This interpretation was confirmed by examination of simulated events (performed on 100 datasets with around 17 000 of ^{207}Bi decay selected events each) with a nonzero energy deposit in the copper frame, which are concentrated in the 600–800 keV region (Figure). Simulated trajectories show that electrons belonging to the energy window 600–800 keV enter the copper frame and undergo multiple scatterings within it, resulting in energy losses of around 300–350 keV on average.



Simulated ^{207}Bi electron energy spectrum showing all electrons (*violet*) and the subset that traversed the copper calibration source frame (*red*). Copper-frame electrons populate the broad plateau between the 482 and 976 keV conversion peaks, confirming the proposed interpretation of the observed spectral feature.

The identified effect of energy losses in the copper frame is shown to be responsible for the broad inter-peak plateau, providing a physical explanation of its origin. Moreover, the simulated spectrum of electrons traversing the copper frame yields a characteristic spectral template of this contribution, opening a potential path toward its subtraction from the measured spectrum and a consistent fit of the full calibration spectrum. This, however, requires further dedicated study and development of the calibration model.

1. G. Adhikari et al. (The nEXO Collaboration). J. Phys. G 49 (2022) 015104.
2. F. Koňářík. Development of a script for calibration of individual optical modules in the segmented calorimeter of the SuperNEMO experiment. Master's thesis (Prague, Czech Technical University in Prague, 2024).
3. R. Arnold et al. (The SuperNEMO Collaboration). J. Instrum. 16 (2021) T07012.
4. R. Arnold et al. (The SuperNEMO Collaboration). Eur. Phys. J. C 70 (2010) 927.

STUDY OF K_L^0 CLUSTER RECONSTRUCTION EFFICIENCY IN THE BELLE II CALORIMETERS USING THE RECOIL MOMENTUM TECHNIQUE

D. Kulakov¹, V. Aushev¹, S. Glazov², S. Raiz², E. Ganiev³

¹ Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

² Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Hamburg, Germany

³ Jozef Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia

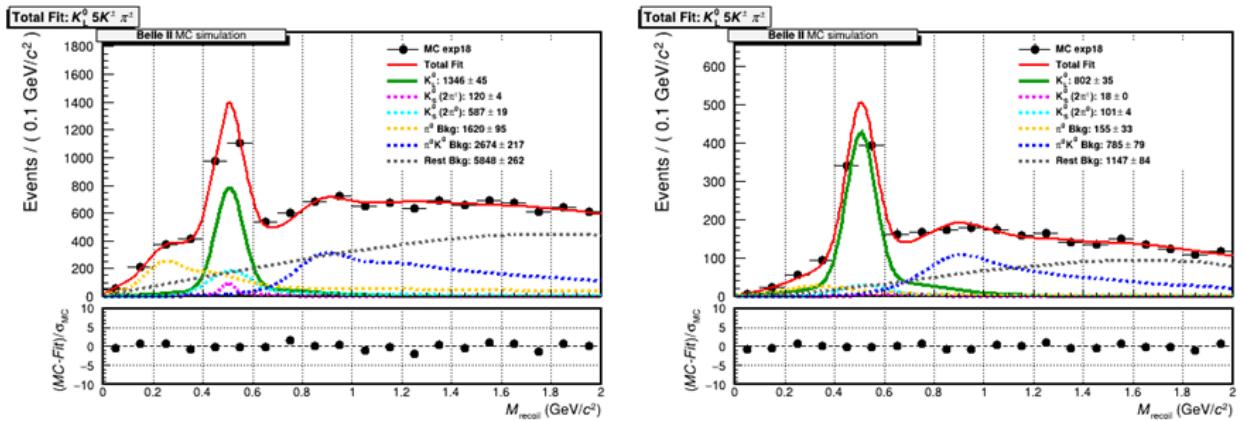
In this The Belle II experiment, a next-generation B-factory, aims to search for rare B-meson decays with neutrinos in the final state, such as $B^0 \rightarrow K^{*0} \nu \bar{\nu}$. Similar decay modes are considered to find processes beyond the Standard Model. A significant challenge in these searches arises from background modes containing neutral particles, like long-lived kaons (K_L^0), which carry away energy and mimic the neutrino signature.

This work presents a method for identifying K_L^0 clusters in the Electromagnetic Calorimeter (ECL) and the K_L^0 and Muon detector (KLM) using a technique primarily based on the detector's tracking system. The method reconstructs the recoil momentum to predict the K_L^0 trajectory and subsequently searches for clusters within a 0.3-radian cone that pass basic selection criteria. This approach is particularly effective for events where the hadronic shower originates in the ECL and extends into the KLM. To further improve signal purity in the ECL, we utilize a cleaning method described in [1].

Our work utilizes the “recoil method”. The K_L^0 four-momentum is reconstructed as the missing momentum relative to the beam energy-momentum of the collider after reconstructing all other charged particles in the $e^- + e^+ \rightarrow \text{Charged hadrons} + K_L^0$ process.

Our results show that for events satisfying the cluster selection, the efficiency of the method reaches up to 95 % depending on the decay channel. The recoil mass spectra demonstrate a significantly enhanced K_L^0 peak after selection (Figure), confirming the method's effectiveness in background suppression for calculating efficiency and Data/Monte-Carlo correction of K_L^0 reconstruction at the Belle II experiment.

The signal extraction and performance evaluation were performed using the RooFit framework in [2]. We employed an unbinned maximum likelihood fit to the recoil mass distribution to construct the probability density functions (PDFs). This approach allowed for a precise determination of the K_L^0 yield and the evaluation of different backgrounds.



Recoil mass spectrum fits before cluster selection (left) and after the selection (right). Black points represent the MC sample, and the red line indicates the total fit. Colored components: signal K_L^0 (green), $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (magenta), $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (azure), π^0 background (yellow), $\pi^0 + K^0$ background (blue), and other backgrounds (grey).

1. S. Longo et al. Nucl. Instrum. Methods A 982 (2020) 164562.
2. W. Verkerke, D. Kirkby. The RooFit toolkit for data modeling. In: *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology: Proceedings of PHYSTAT 2005*. Oxford, UK, September 12–15, 2005 (London: Imperial College Press, 2006) p. 186.

ВИЗНАЧЕННЯ АБСОЛЮТНИХ ІМОВІРНОСТЕЙ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАММА-КВАНТІВ У РОЗПАДІ ^{241}Am

В. Лебедь^{1,2}, О. Жуков¹, І. Малюк¹, М. Стрільчук¹, В. Тришин¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Гамма-промені ^{241}Am використовуються програмами MGA [1] і FRAM [2] для побудови внутрішньої кривої відносної ефективності реєстрації при визначенні ізотопного складу плутонію та визначення віку плутонієвих зразків. Для коректної побудови такої кривої потрібно знати точні значення абсолютних імовірностей випромінювання гамма-квантів у розпаді ^{241}Am . Під час вимірювання сильно екранованих зразків програма FRAM використовує високоенергетичну ділянку гамма-спектра, що містить значну кількість складних мультиплетів та інтерференцій за участю низькоінтенсивних гамма-ліній ^{241}Am . Квантові виходи цих ліній відомі з недостатньою точністю, що погіршує якість аналізу. У даній роботі автори провели уточнення абсолютних імовірностей випромінювання низки гамма-квантів у розпаді ^{241}Am .

Для вимірювання гамма-спектра ^{241}Am використовувався напівпровідниковий детектор з надчислительного германію моделі BE6530 фірми CANBERRA, добре охарактеризований для цілей математичного моделювання.

Для отримання статистично забезпеченого гамма-спектра джерело ^{241}Am активністю $\sim 10^8$ Бк відомої конструкції вимірювалося в «близькій» геометрії впродовж 17 діб. При цьому для суттєвого зменшення завантаження спектрометричного тракту, зумовленого гамма-квантами з енергією 59 кеВ, а також для мінімізації впливу ефектів випадкового і каскадного сумування, між джерелом і детектором розміщувалася система поглинаючих фільтрів із свинцю, кадмію та міді. Виміряний гамма-спектр наведено на рис. 1.

На основі математичної моделі геометрії вимірювання в середовищі Geant4 [3] було розраховано хід кривої ефективності реєстрації для даної геометрії вимірювань (рис 2). Математична модель була валідована за допомогою аналізу відношень вимірних значень відносної ефективності реєстрації для гамма-ліній ^{241}Am , ^{154}Eu і ^{233}Pa з добре відомими значеннями квантових виходів. Відхилення вимірних відношень від розрахованих не перевищували 2 %.

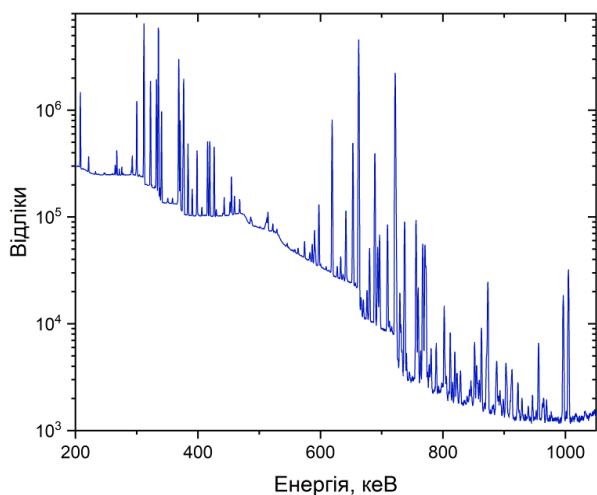


Рис. 1. Гамма-спектр ^{241}Am .

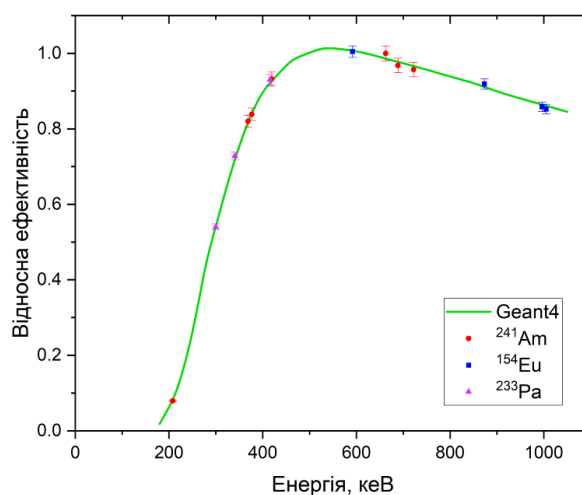


Рис. 2. Відносна ефективність реєстрації.

Використовуючи отримані при обробці спектра інтенсивності гамма-ліній і значення відносних ефективностей реєстрації автори розраховали абсолютні ймовірності випромінювання гамма-квантів у розпаді ^{241}Am . Отримані ймовірності випромінювання для більше, ніж 100 гамма-квантів були порівняні з величинами з таблиці ядерних даних [4]. Для відносно інтенсивних гамма-квантів спостерігається узгодження отриманих авторами ймовірностей випромінювання гамма-квантів з таблицями ядерних даних у межах невизначеностей, крім гамма-кванта 722 кеВ, який є ключовим для побудови відносної ефективності реєстрації та обробки високоенергетичної частини спектра за допомогою програми FRAM, та інтенсивність якого значно завищена в сучасних таблицях [2]. Для малоінтенсивних гамма-квантів відхилення сягали 90 %.

1. R. Gunnink et al. *MGAU: A New Analysis Code for Measuring U-235 Enrichments in Arbitrary Samples*. UCRL-JC-114713 (Livermore, CA: Lawrence Livermore National Laboratory, 1994) 4 p.
2. T.E. Sampson et al. *FRAM Version 5.2 User Manual*. LA-UR-08-2014 (Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory, 2008) 195 p.
3. S. Agostinelli et al. Nucl. Instrum. Methods A 506(3) (2003) 250. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
4. M.S. Basunia. Nucl. Data Sheets 107(8) (2006) 2323. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2006.07.001>

МОДЕЛЮВАННЯ НОВОГО ПОДВІЙНОГО НЕЙТРОННОГО ФІЛЬТРА ІЗ СЕРЕДНІМИ ЕНЕРГІЯМИ 46 ТА 83 кеВ

В. А. Лібман, О. О. Грицай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

На основі останньої версії бібліотеки оцінених ядерних даних ENDF/B-VIII.1 змодельовано новий інтерференційний нейтронний фільтр з трьома середніми енергіями 46, 69 та 83 кеВ.

Доцільність моделювання потрібного фільтра зумовлена кількома чинниками. Зокрема, через нерегулярний режим роботи реактора ВВР-М актуальним є скорочення тривалості експериментальних вимірювань. Потрійний фільтр дає можливість у ході одного вимірювання визначити повні перерізи взаємодії нейтронів з ядрами одразу для трьох енергій. Така можливість ґрунтується на застосуванні методу пропускання та використанні водневих лічильників, функція відгуку яких на квазімоноенергетичні нейтрони має форму майже прямокутної полицки. Відповідно, фільтр з трьома квазімоноенергетичними лініями формує у спектрі три характерні «сходи́нки», що дає змогу одночасно визначати повні перерізи для трьох енергій (рис. 1).

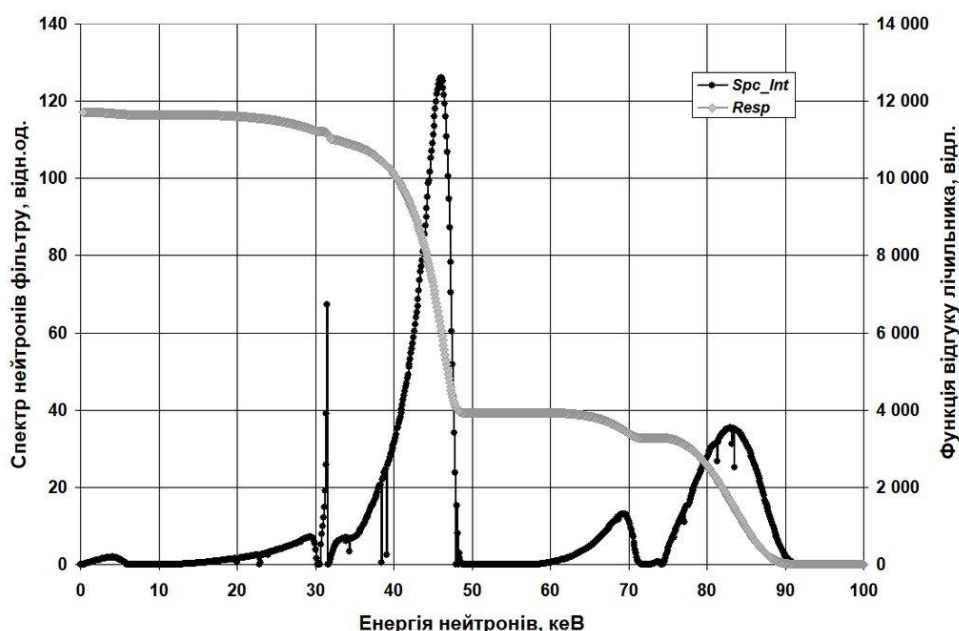


Рис. 1. Спектр нового фільтра та змодельована функція відгуку водневого лічильника.

У лабораторії нейтронної фізики відділу дослідницького ядерного реактора ІЯД НАН України (ЛНФ ВДЯР ІЯД) в діапазоні енергій 10–300 кеВ існують фільтри із середніми енергіями 13, 24, 45, 54, 59, 133, 149 і 274 кеВ [1], тобто є достатньо великий проміжок в інтервалі 59÷133 кеВ. Цей проміжок частково перекриє фільтр, що пропонується.

Моделювання цього фільтра виконувалося за допомогою програми Filter, версія 8 [2], повні перерізи взаємодії нейтронів з ядрами рахувалися за допомогою програм LINEAR, RECENT, SIGMA1 та MIXER [3] з використанням даних з бібліотеки оцінених ядерних даних ENDF/B-VIII.1 [4].

Було прораховано 38 варіантів фільтрів. Основні компоненти фільтра: ^{52}Cr , ^{54}Fe та сірка. Детальну інформацію про склад остаточного варіанта фільтра представлено в табл. 1.

Таблиця 1. Компоненти остаточного варіанта фільтра

Компонент	^{10}B	^{11}B	^{54}Fe	^{52}Cr	S	Al
Кількість, г/см ²	4,04	0,714	19,63	142,2	57,0	0,81

Очікувані характеристики фільтра представлено в табл. 2.

Таблиця 2. Параметри остаточного варіанта фільтра

Середні енергії, кеВ	46,04	69,36	82,97
Напівширина лінії, кеВ	9,54	10,90	11,89
Внесок лінії в загальний потік фільтра, %	51,1	5,0	25,2
Потік нейтронів лінії, н/(см ² ·с)	7,1·10 ⁵	6,8·10 ⁴	3,4·10 ⁵

Місце нового фільтра серед наших фільтрів у діапазоні енергій 10÷150 кеВ показано на рис. 2.

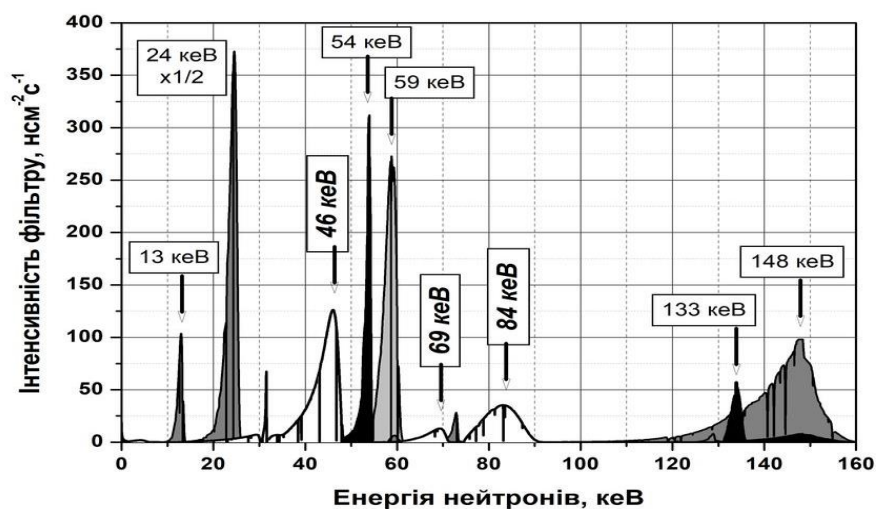


Рис. 2. Місце нового фільтра серед фільтрів ЛНФ ВДЯР ІЯД.

Тобто фільтр вийшов відносно «чистий». Щільність потоку нейтронів по окремих лініях не дуже висока, але достатня для проведення експериментів з визначення повних перерізів взаємодії нейтронів з ядрами різних ізотопів. Експериментальна перевірка параметрів нового фільтра планується під час наступної кампанії роботи реактора ВВР-М.

1. Neutron Filtered Beam Technique at the Kyiv Research Reactor (KRR). http://www.stcu.int/documents/reports/distribution/tpf/Nuclear_Energy/TPF/SI_4_06eng1%2028.pdf
2. FILTER8. Program for simulation of neutron filters. Ukrainian Nuclear Data Centre, Institute for Nuclear Research, NAS of Ukraine. https://ukrndc.kinr.kyiv.ua/filter_ukr.html
3. D.E. Cullen. PREPRO 2023: ENDF/B Pre-processing Codes (ENDF/B-VIII.0 Improved Precision). IAEA-NDS-0241 (Vienna, Austria, International Atomic Energy Agency, 2023) 38 p. <https://nds.iaea.org/public/endf/prepro/>
4. ENDF/B-VIII.1: Evaluated Nuclear Data File. International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Section. <https://www-nds.iaea.org/public/download-endf/ENDF-B-VIII.1/>

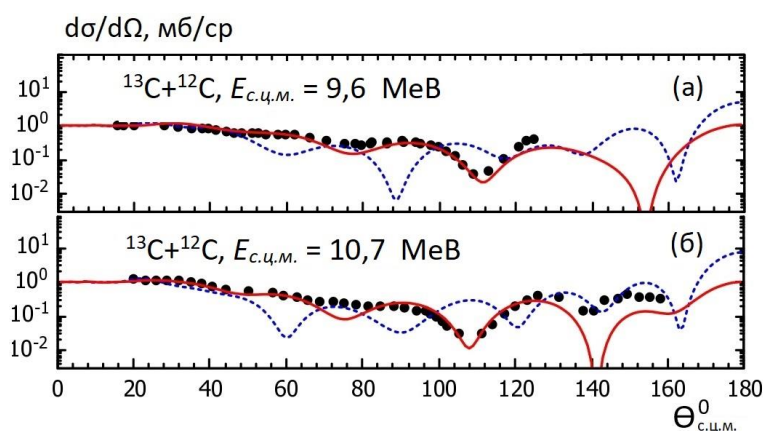
ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПАРАМЕТРІВ ОПТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ У ФОРМІ ВУДСА–САКСОНА ДЛЯ ВЗАЄМОДІЇ $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ПРИ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЯХ

С. Ю. Межевич, В. В. Улещенко, **О. А. Понкратенко**, А. А. Рудчик, Ю. М. Степаненко,
Ю. О. Ширма, І. І. Вертегел

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В аналізі експериментальних даних кутових розподілів пружного, непружного розсіювання та реакцій передач використовуються оптичні потенціали для опису взаємодії ядер у вхідних та вихідних каналах. Найчастіше використовуються оптичні потенціали у формі Вудса–Саксона (WS), чи мікроскопічні потенціали, які отримуються за методом подвійної згортки (DF). Як відомо, параметри цих потенціалів є енергетично залежними.

Існує багато даних кутових розподілів пружного розсіювання $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ у широкому діапазоні енергій, та трохи менше для системи ядер $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$. У роботі [1] для аналізу кутових розподілів пружного розсіювання $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ в діапазоні енергій $E_{\text{с.ц.м.}} = 28,8 \div 66,14$ МеВ використано енергетично залежний WS-потенціал, з глибокою дійсною об'ємною частиною, для системи ядер $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ з роботи [2], у прості аналітичні вирази енергетично залежних параметрів якого внесено невеликі поправки для кращого узгодження розрахунків за оптичною моделлю (ОМ) з експериментальними даними пружного розсіювання $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ у цьому діапазоні енергій. У роботі [2] також наведено аналітичні вирази для енергетичної залежності параметрів WS-потенціалу для взаємодії $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при нижчих енергіях (менше 6 МеВ/А). Для аналізу експериментальних даних пружного розсіювання $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ у діапазоні енергій $E_{\text{с.ц.м.}} = 5,76 \div 18,2$ МеВ (з літературних джерел) використано цю енергетичну залежність для отримання необхідних параметрів WS-потенціалів системи $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ для відповідних енергій зіткнення, але ОМ-розрахунки з цими параметрами погано узгоджувалися з даними пружного розсіювання $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ у вищевказаному діапазоні енергій (як приклад, *пунктирні криві* на рисунку).



Диференціальні перерізи пружного розсіювання $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 9,6$ МеВ (а) та 10,7 МеВ (б). Пунктирні криві – ОМ-розрахунки з параметрами WS-потенціалів, отриманими з енергетично залежної систематики для $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [2], суцільні криві – з невеликими модифікаціями цієї систематики для використання для системи ядер $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (див. текст).

Тому було внесено невеликі поправки в аналітичні вирази залежних від енергії параметрів ОМ-потенціалу з [2], щоб покращити опис даних пружного розсіювання $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ у цьому діапазоні енергій $E_{\text{с.ц.м.}} = 5,76 \div 18,2$ МеВ. Показано, що цей енергетично залежний потенціал з глибокою дійсною об'ємною частиною, модифікований для системи ядер $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$, непогано описує експериментальні дані в ОМ-розрахунках майже у повному кутовому діапазоні тільки для енергій $E_{\text{с.ц.м.}} \sim 5 \div 13$ МеВ (як приклад, *суцільні криві* на рисунку). Подальші розрахунки за методом зв'язаних каналів реакцій, з урахуванням колективних переходів нижчі збуджені стани ядер ^{12}C і ^{13}C , а також передачі нейтрона, не вплинули на якість опису кутових розподілів пружного розсіювання в діапазоні енергій $E_{\text{с.ц.м.}} \sim 14 \div 18$ МеВ, що може свідчити про можливий істотний вплив інших механізмів, наприклад процесів розпаду складеного ядра.

1. С. Ю. Межевич та ін. XXXI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Київ, 27–31 травня 2024 року. Анотації до доповідей (Київ: Ін-т ядерних дослідж., 2024) с. 72.
2. М. Е. Brandan et al. Phys. Rev. C 41 (1990) 1520.

YIELDS OF ^{232}Th PHOTOFISSION PRODUCTS INDUCED BY BREMSSTRAHLUNG WITH AN ENERGY OF 14.8 MeV

E. V. Oleinikov, I. V. Pylypchynets, V. V. Pyskach,
A. N. Gomoni, A. I. Lengyel, O. O. Parlag

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

One promising direction in the study of the fission process is the investigation of fission-product yields under the action of photons, since the interaction of gamma quanta with nuclei is entirely electromagnetic, which simplifies the interpretation of the obtained results and makes it possible to draw practically unambiguous conclusions about the role of the effects under study [1]. Of particular interest for experimental and theoretical studies is information on the yields of photofission products of the ^{232}Th nucleus, which lies at the boundary between pre-actinides and light actinides [2]. However, the experimental data currently available on the yields of ^{232}Th photofission products do not meet the requirements for their use in developing model concepts or for applied applications. It should be noted that existing experimental values of ^{232}Th photofission-product yields obtained using methods of the same type differ from one another even at similar excitation energies [2, 3]. Therefore, their investigation remains a relevant task.

This work presents the results of the first experimental studies of 12 relative post-neutron yields of ^{232}Th photofission products initiated by bremsstrahlung radiation with an energy of 14.8 MeV.

The relative yields of ^{232}Th photofission products were determined by semiconductor gamma spectrometry of an unseparated mixture of fragments accumulated in aluminium foil [2].

During the experimental studies, metallic ^{232}Th foils were used (5 pieces, diameter 12 mm, thickness 2 μm), with masses ranging from 209 to 281 μg . Aluminium foils (collectors) 0.1 mm thick, placed directly against the ^{232}Th fissile targets, were used to accumulate photofission products during irradiation. Irradiation of the fissile assembly (which consisted of five ^{232}Th discs and five layers of aluminium foil) was carried out on the electron accelerator of the Institute of Electron Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, the M-30 microtron (electron energy = 14.8 MeV, average beam current $\sim 4 \mu\text{A}$). A tantalum converter 1 mm thick, positioned 22 mm from the exit window (titanium, thickness 50 μm) of the electron extraction unit, was used to generate bremsstrahlung radiation. The fissile assembly was installed perpendicular to the beam axis at a distance of 50 mm from the converter. The irradiation time of the fissile assembly varied from 30 to 120 min. The time parameters (irradiation, cooling and measurement times) were selected taking into account the half-lives of the investigated photofission products and their precursors in the isobaric chain. After completion of fragment accumulation by the aluminium collectors, their gamma activity was measured using HPGe and Ge(Li) semiconductor detectors (with volumes of 150 and 100 cm^3 , respectively [2]) from 0.25 to 120 h after the end of irradiation. The duration of individual measurements varied from 0.5 to 2 h.

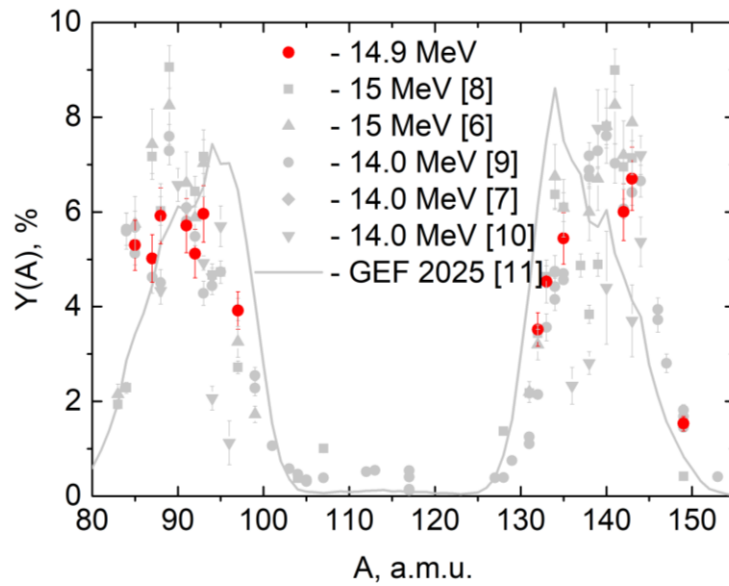
The nuclear Monte Carlo code "GEANT4 10.7" [4] was used to simulate the spectra of bremsstrahlung photons, residual electrons and photoneutrons (as a function of energy, normalised to one electron). The input parameters used in the calculations almost completely reproduced the geometrical dimensions (structural features) of the electron extraction unit [2] and the activation scheme for fissile nuclei implemented on the M-30 microtron electron accelerator. In the modelling, the geometrical dimensions of the output electron beam were taken into account: shape – ellipse, semi-axis dimensions – 22 and 6 mm, thickness – 50 μm .

As a result of the simulations carried out, the energy spectra of particles (bremsstrahlung photons, residual electrons and secondary photoneutrons) incident on the fissile target and their integral values were calculated. The integral values of bremsstrahlung photons, residual electrons and photoneutrons, normalised to one electron, are: $7.99 \cdot 10^{-2} \gamma/\text{e}$ ($> 6 \text{ MeV} - 9.21 \cdot 10^{-3} \gamma/\text{e}$), $1.73 \cdot 10^{-2} \text{ e/e}$ ($> 6 \text{ MeV} - 1.53 \cdot 10^{-2} \text{ e/e}$) and $7.38 \cdot 10^{-8} \text{ n/e}$ neutrons. The obtained results were used to estimate the contribution of product yields from accompanying nuclear reactions ($^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th} \rightarrow ^{231}\text{Th}(\gamma, f)$, $^{232}\text{Th}(\text{e}, f)$, and $^{232}\text{Th}(\text{n}, f)$) to the yields of ^{232}Th photofission products [5]. The analysis indicates that product yields from accompanying nuclear reactions generated by photons, residual electrons and photoneutrons have no effect on the accuracy of the final results.

The value of the average excitation energy of the fissile nucleus $^{232}\text{Th}^*$ was 10.89 MeV.

As a result of the experiment, the relative (cumulative) yields of 12 ^{232}Th photofission products were measured for the first time $^{85\text{m}}\text{Kr}$ (151.2 [75.2]), ^{87}Kr (402.6 [50.0]), ^{88}Kr (196.3 [26.0]), ^{91}Sr (1024.3 [33.0]), ^{92}Sr (1383.9 [90.0]), ^{97}Zr (743.4 [50.0]), ^{132}Te (228.2 [88.0]), ^{133}I (529.9 [87.0]), ^{135}I (1260.4 (28.7)), ^{142}La (641.3 (47.4)), ^{143}Ce (293.3 (42.8)), ^{149}Nd (211.3 (25.9)). The energies of the analytical gamma lines (keV) are given in round brackets, and their intensities (%) in square brackets. Product yields were determined relative to the yield of ^{133}I . The total uncertainty of the relative product yields exceeded 10 %.

The measurement results are shown in the Figure by *red circles*. For comparison, the same figure presents existing data on post-neutron yields of ^{232}Th photofission products at similar energies [6–10]. In addition, the line shows the results of modelling performed by the authors (using the nuclear Monte Carlo code GEF 2025/1.3 [11]) of the mass distribution of post-neutron product yields for the fissile nucleus $^{232}\text{Th}^*$ at an excitation energy of ~ 11 MeV.



Relative yields of ^{232}Th photofission products as a function of mass number.

The obtained results agree with existing experimental data at similar energies within the experimental uncertainties and complement them.

This work was carried out within the framework of the topic “Implementation of simulation technologies into experimental studies of photofission of the ^{232}Th nucleus” State Registration No: 0126U002601.

1. T. Mukhopadhyay et al. Eur. Phys. J. A 45 (2010) 121.
2. O.O. Parlag et al. Scientific Herald of Uzhhorod University. Series “Physics” 49 (2021) 54.
3. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR). Database Version 2026-03-27. International Atomic Energy Agency (IAEA), Nuclear Data Section, Vienna, Austria, 2026.
4. Geant4 Collaboration. Geant4 Version 11.1. Released December 9, 2022 (Geneva, Switzerland, CERN, 2022).
5. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). Database Version 2026-01-09. National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA, 2026.
6. J.C. Hogan et al. Phys. Rev. C. 16 (1977) 2296.
7. K. Persyn et al. Nucl. Phys. A 620 (1997) 171.
8. N.N. Son et al. Commun. Phys. 113 (2003) 211.
9. H. Naik et al. Eur. Phys. J. A 51 (2015) 150.
10. A. Foley et al. Nucl Instrum. Methods A 1013 (2021) 165621.
11. GEF 2025/1.3. A General Description of Fission Observables. GEF (GEneral description of Fission observables) code documentation, Version 1.3, 2025.

PRODUCT YIELDS FOR THE PHOTOFISSION OF ^{241}Am WITH BREMSSTRAHLUNG AT 14.5 MeV ENERGY

**O. O. Parlag, V. V. Pyskach, A. I. Lengyel,
A. N. Gomonai, E. V. Oleinikov, I. V. Pylypchynets**

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

The yields of actinide fission fragments (products) are among the principal parameters characterising the decay mechanism of excited nuclei. The experimental data currently available on the yields of photofission products of minor actinides in the energy region of first-chance fission (without prior emission of pre-fission neutrons) do not meet the requirements for their use in developing model concepts and in applied applications in nuclear engineering. This is especially true for the actinide ^{241}Am , for which experimental data on fragment yields are virtually absent [1].

This work presents the results of the first experimental studies of 16 relative post-neutron (cumulative) yields of ^{241}Am photofission products initiated by bremsstrahlung photons with an energy of 14.5 MeV.

The relative yields of ^{241}Am photofission products were determined by semiconductor gamma spectrometry of an unseparated mixture of fragments accumulated in aluminium foil [2, 3]. Irradiation of the fissile target (an active ^{241}Am layer with a diameter of 11 mm was deposited on a disc-shaped substrate with a diameter of 24 mm and a thickness of 1 mm, made of 12X18H10T stainless steel; the isotopic content of ^{241}Am was $> 99\%$) was carried out on the electron accelerator of the Institute of Electron Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, the M-30 microtron, at an initial electron energy of 14.5 MeV and an average beam current of $\sim 5\text{ }\mu\text{A}$. Bremsstrahlung radiation was generated by a tantalum converter 1 mm thick. A filter, namely a cylindrical lithium tetraborate ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$) single crystal with a diameter of 30 mm and a height of 19 mm, placed directly against the tantalum converter, was used to purify the bremsstrahlung beam from residual electrons and secondary photoneutrons. An aluminium ring (inner diameter 11 mm, outer diameter 14 mm, thickness 0.5 mm) was used to fix the aluminium foil on the ^{241}Am sample. The maximum activation time was 4 h.

After completion of the accumulation of fission products by the aluminium collector, their gamma activity was measured using HPGe and Ge(Li) semiconductor detectors (with volumes of 150 and 100 cm^3 , respectively [3]). The duration of individual measurement series varied from 0.08 to 4.5 h. Identification of ^{241}Am photofission products was carried out by the energies of their characteristic gamma lines, taking into account their half-lives and, additionally, their precursors in the isobaric chains. Irradiation, cooling and measurement times were also taken into account. The calculations used nuclear-spectroscopic data (gamma-quantum energies, gamma-line intensities, half-lives of the products formed and of their precursors in the isobaric chain) from the NNDC nuclear data library (USA) [4].

The GEANT4 Monte Carlo computational code [5] was used to model the irradiation process of ^{241}Am . The input parameters used in the calculations reproduced the technical parameters of the M-30 microtron (the electron extraction unit into air) [3] and the irradiation scheme of the fissile assembly.

As a result of the calculations, the influence of the structural elements of the activation scheme (converter, filter and stainless-steel substrate) on the final energy spectra of particles (bremsstrahlung photons, residual electrons and photoneutrons) interacting with the experimental ^{241}Am sample was established. The integral flux values of bremsstrahlung photons, residual electrons and secondary photoneutrons present in the bremsstrahlung beam, normalised to one electron and incident on the ^{241}Am sample, are: $2.727 \cdot 10^{-2}$ photons (with energy $> 6\text{ MeV}$ – $3.29 \cdot 10^{-3}$), $1.44 \cdot 10^{-3}$ electrons (with energy $> 6\text{ MeV}$ – $2.819 \cdot 10^{-5}$) and $2.7 \cdot 10^{-8}$ photoneutrons. Thus, 90.63 % of the photons (with energies $> 6\text{ MeV}$) from the generated bremsstrahlung beam and 0.57 % of secondary electrons (with energies $> 6\text{ MeV}$) interact with the ^{241}Am sample.

The filter made of $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ transmits 90.37 % of bremsstrahlung photons (with energies from 0 to 14.5 MeV) and 94.77 % of those with energies $> 6\text{ MeV}$. At the same time, the filter absorbs 63.8 % of residual electrons over the entire energy spectrum and 99.37 % of those with energies $> 6\text{ MeV}$.

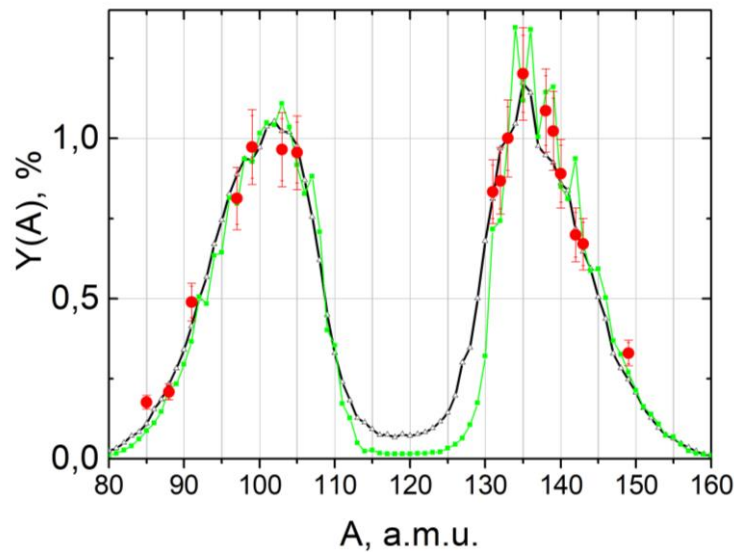
The obtained results were used to estimate the contribution of product yields from accompanying nuclear reactions ($^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240}\text{Am} \rightarrow ^{240}\text{Am}(\gamma, f)$ and $^{241}\text{Am}(n, f)$) to the yields of ^{241}Am photofission products. The calculations used cross-section values for photonuclear ((γ, n) , (γ, f)) and neutron $((n, f))$ reactions from the ENDF database [6]. The numerical value of the number of ^{240}Am nuclei formed via the (γ, n) -reaction channel during an irradiation time of 4 h is $5.92 \cdot 10^{-5}$; the numbers of photofission events of ^{240}Am and

^{241}Am nuclei and neutron fission of ^{241}Am during irradiation are $2.118 \cdot 10^{-29}$, $7.12 \cdot 10^{-9}$ and $5.838 \cdot 10^{-13}$, respectively. All numerical values obtained in the calculations were normalised to one initial electron. The analysis indicates that product yields from accompanying reactions have no effect on the accuracy of the final results.

The value of the average excitation energy of the fissile nucleus $^{241}\text{Am}^*$ was 11.32 MeV.

As a result of the experimental studies carried out, the relative (cumulative) yields of ^{241}Am photofission products were measured for the first time: $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{88}Kr , ^{91}Sr , ^{97}Zr , ^{99}Mo , ^{105}Ru , ^{131}I , ^{132}Te , ^{133}I , ^{135}I , ^{138}Cs , ^{139}Ba , ^{140}Ba , ^{142}La , ^{143}Ce , ^{149}Nd . The product yields were determined relative to the yield of ^{133}I .

In the Figure, the experimental values of the relative yields of ^{241}Am photofission products are shown by red circles. In the same Figure, the *black line* with triangles shows the results of modelling (using the nuclear Monte Carlo code GEF 2025/1.3 [7]) the mass distribution of post-neutron product yields for the fissile nucleus $^{241}\text{Am}^*$ at an excitation energy of ~ 11 MeV (the numerical values of the modelled yields were normalised to the yield $Y(A = 133) = 5.53\%$ for correct comparison with the experimental results). For comparison, the same Figure also presents the recommended values of product yields from ^{241}Am fission by fast neutrons (the numerical values are normalised to the yield $Y(A = 133) = 5.82\%$).



Relative yields of ^{241}Am photofission products as a function of mass number.

The total uncertainty of the relative product yields was estimated taking into account the statistical uncertainty of the peak intensity of the product gamma line, analysis of time dependences, the scatter of values averaged over individual measurements, and the uncertainty of interpolated efficiency values and nuclear physical constants. The total uncertainty in determining the relative yields of ^{241}Am photofission products did not exceed 12 %.

The obtained values of the relative yields of ^{241}Am photofission products agree with the results of calculations using the GEF code within the experimental uncertainties and with the recommended values for fission by fast neutrons.

This work was carried out within the framework of the topic “Investigation of the influence of closed nuclear shells on the processes of excitation/transformation of products of photonuclear reactions at the M-30 microtron”, State Registration No. 0124U000962.

1. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR). Database Version 2026-03-27. International Atomic Energy Agency (IAEA), Nuclear Data Section, Vienna, Austria, 2026.
2. Yu.V. Kibkalo et al. Nucl. Phys. At. Energy 7 (2006) 30.
3. O.O. Parlaget al. Probl. At. Sci. Technol. 136 (2021) 8.
4. NuDat 2.6. Nuclear Structure and Decay Data Database. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA, updated 2011.
5. Geant4 Collaboration. Geant4 Version 11.1. Released December 9, 2022 (Geneva, Switzerland, CERN, 2022). <https://geant4-internal.web.cern.ch/support/download>
6. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). Database Version 2026-01-09. National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA, 2026.
7. GEF 2025/1.3. A General Description of Fission Observables. GEF (GEneral description of Fission observables) code documentation, Version 1.3, 2025.

АНАЛІЗ ВПЛИВУ РОЗРЯДНОСТІ АЦП НА ЕНЕРГЕТИЧНУ РОЗДІЛЬНУ ЗДАТНІСТЬ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА З КРИСТАЛОМ CsI(Tl) ТА КРЕМНІЄВИМ ФОТОЕЛЕКТРОННИМ ПОМНОЖУВАЧЕМ

А. Р. Подвіянюк, В. В. Кобичев, Р. Ю. Чаплинський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, України

У даній роботі проведено дослідження впливу розрядності аналого-цифрового перетворювача (АЦП) на енергетичну роздільну здатність гамма-спектрів, отриманих за допомогою сцинтиляційного детектора на основі кристала CsI(Tl) у поєднанні з кремнієвим фотопомножувачем (SiPM). Для проведення експерименту було розроблено спеціалізовану вимірювальну установку, ключовим елементом якої був цифровий осцилограф OWON VDS6102A, що забезпечував можливість роботи у двох режимах оцифрування (8 та 14 біт) при однаковій частоті дискретизації 125 мегавибірок за секунду. Це дало змогу коректно порівняти вплив розрядності АЦП без додаткових змінних, пов'язаних з частотними характеристиками системи. Автоматизацію процесів збору, передачі та обробки експериментальних даних реалізовано за допомогою програмного забезпечення, розробленого мовою програмування Python з використанням стандартного протоколу керування вимірювальними приладами SCPI (Standard Commands for Programmable Instruments) (рис. 1).

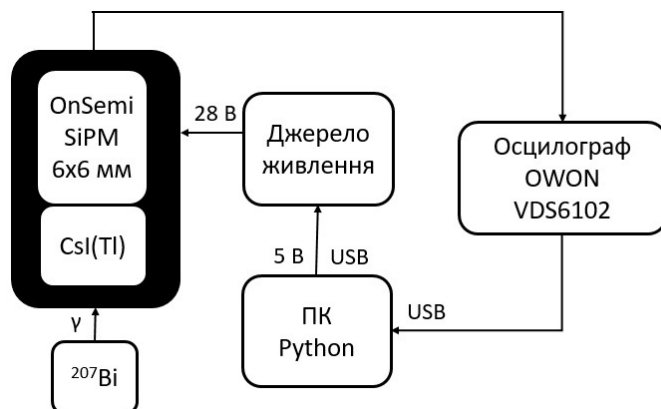


Рис 1. Схема експериментальної установки.

Формування гамма-спектрів джерела ^{207}Bi здійснювалося шляхом цифрового інтегрування сигналу з попереднім відніманням базової лінії. З метою визначення оптимальних умов вимірювання було проведено аналіз залежності енергетичної роздільної здатності R , вираженої через повну ширину на половині максимуму (ПШПВ, %), від розміру вікна інтегрування для двох піків повного поглинання з енергіями 570 та 1063 кеВ (рис. 2 і 3). На основі отриманих залежностей було визначено оптимальні параметри інтегрування, що відповідають мінімальним значенням енергетичної роздільної здатності, відповідні гамма-спектри для кожного з досліджуваних режимів роботи АЦП наведено на рис. 4 та 5.

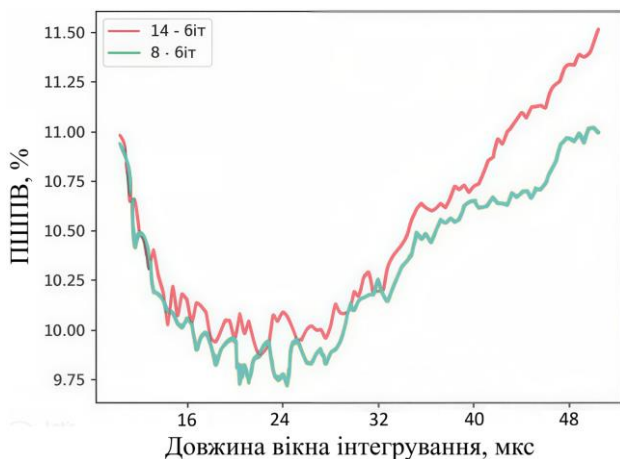


Рис. 2. Залежність енергетичної роздільної здатності R від тривалості вікна інтегрування для енергії 570 кеВ.

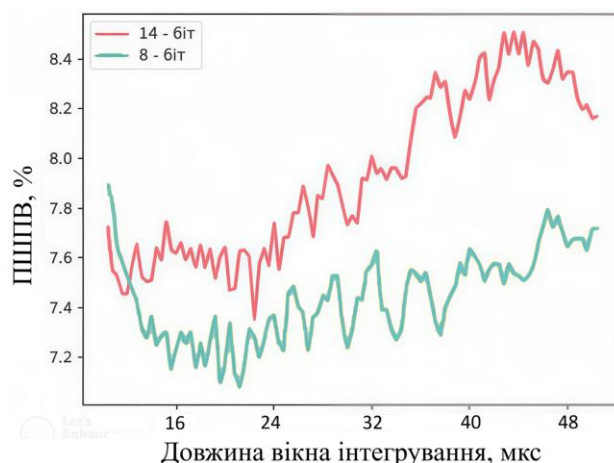


Рис. 3. Залежність енергетичної роздільної здатності R від тривалості вікна інтегрування для енергії 1063 кеВ.

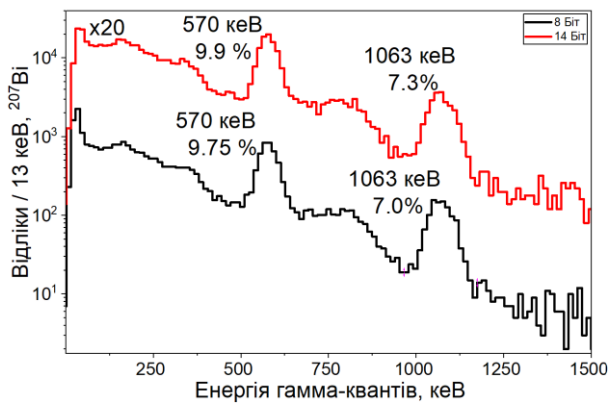


Рис. 4. Спектр з мінімальним значенням ПШПВ для піка 1063 кеВ.

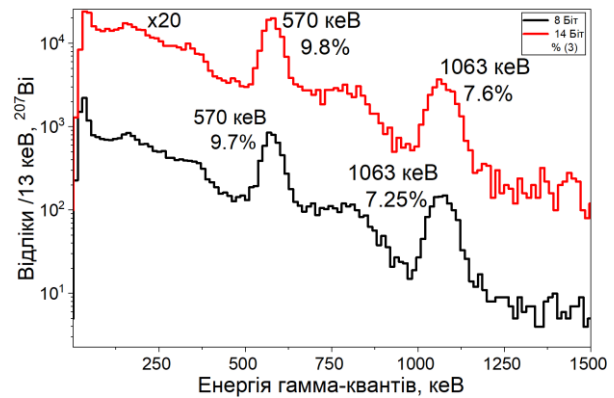


Рис. 5. Спектр з мінімальним значенням ПШПВ для піка 570 кеВ.

За результатами дослідження встановлено, що за заданих умов експерименту збільшення розрядності АЦП з 8 до 14 біт не забезпечує суттєвого покращення енергетичної роздільної здатності. Отриманий висновок має практичне значення, оскільки свідчить про доцільність використання більш простих і дешевших 8-бітних АЦП у подібних вимірювальних системах. Це, зокрема, є важливим для розробки компактних і портативних гамма-спектрометрів, у тому числі для застосувань на безпілотних літальних апаратах [1, 2].

1. J. MacFarlane et al. J. Environ. Radioact. 136 (2014) 127.
2. R.Yu. Chaplynskyi et al. Nucl. Phys. At. Energy 27(2) (2026) 148.

МОНІТОРИНГ ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРЕМНІЄВОЇ ТРЕКЕРНОЇ СИСТЕМИ ТА ОБЛАСТІ ЗІТКНЕНЬ ЯДЕР В ЕКСПЕРИМЕНТІ CBM

В. М. Пугач, Д. М. Рамазанов, О. О. Кшиванський, С. Б. Чернишенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасна фізика високих енергій спрямована на дослідження фундаментальних властивостей сильно взаємодіючої матерії, зокрема в умовах високих баріонних густин та помірних температур. Одним з ключових інструментів таких досліджень є експеримент Compressed Baryonic Matter (CBM), що реалізується на базі Центру дослідження антипротонів та іонів FAIR у Дармштадті, Німеччина. Основною метою експерименту є дослідження фазової діаграми квантової хромодинаміки (КХД), включаючи пошук критичної точки фазового переходу, дослідження кварк-глюонної плазми та властивостей щільної ядерної матерії [1–3]. Експеримент CBM розрахований для досліджень при високих частотах взаємодії іонів пучка з ядрами мішені (до 10 МГц) і здатний реєструвати слабкі та 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. Реалізація таких досліджень потребує створення нових високоефективних детекторних систем. Висока густина подій, радіаційні навантаження та необхідність безтригерної обробки даних створюють додаткові технічні виклики та обмеження на систему [4].

Ключовим елементом детекторної системи CBM є Кремнієва Трекерна Система (КТС) [5], яка забезпечує реконструкцію треків заряджених частинок (з ефективністю понад 95 % для заряджених частинок з імпульсом $p \geq 1$ GeV/c, похибка значення імпульсу 1,5 % при $p \geq 1$ GeV/c). Основною функціональною одиницею КТС є детекторний модуль, що складається з двостороннього мікстріпового кремнієвого сенсора та передньої зчитувальної електроніки. Ефективність роботи цих модулів визначає якість реконструкції фізичних подій і, відповідно, достовірність отриманих фізичних результатів. В умовах високої інтенсивності іонних зіткнень особливого значення набуває проблема шумів, паразитних ефектів та деградації характеристик детекторів під впливом радіації. Це зумовлює необхідність створення точних моделей детекторних систем, здатних відтворювати повний ланцюг фізичних процесів – від генерації заряду в сенсорі до його обробки електронікою.

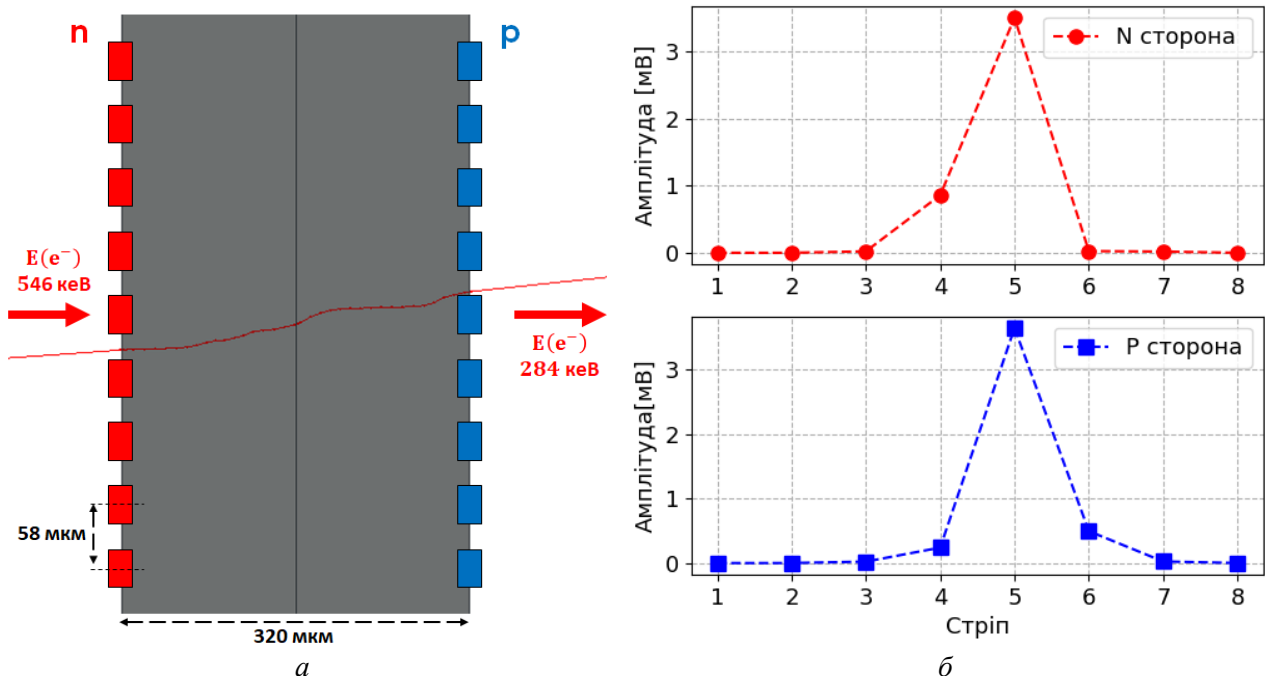


Рис. 1. *a* – Allpix2 візуалізація взаємодії електрона з початковою енергією 546 кеВ з кремнієвим сенсором шириною 320 мкм; *б* – симуляції вихідних сигналів LTspice аналога детекторного модуля КТС (кабелі 20 см, сенсор 2.2 см) для п та р.

У представлений роботі розроблено комплексний підхід до моделювання детекторних модулів КТС. Зокрема, створено електронний аналог модуля, що враховує процеси формування сигналу, транспорт носіїв заряду, вплив шумів і паразитних ємностей (рис. 1). Для цього використано сучасні методи

чисельного моделювання, включаючи симуляції аналогової електроніки (LTspice) та Монте-Карло моделювання взаємодії іонізуючого випромінювання з матеріалом сенсора (Geant4, Allpix2). Розроблена модель дає змогу досліджувати залежність характеристик детекторного модуля від параметрів електроніки та геометрії сенсора, що відкриває можливості для оптимізації дизайну. Отримані результати було використано для вдосконалення конструкції передньої зчитувальної електроніки та алгоритмів реконструкції подій.

Важливим аспектом експлуатації експерименту CBM є контроль радіаційних навантажень та стабільності пучка. У зв'язку з цим у роботі запропоновано прототип системи радіаційного моніторингу RMS-CBM, створений на основі технології металево-фольгових детекторів. Принцип її роботи базується на вторинній електронній емісії при взаємодії заряджених частинок з поверхнею матеріалу. Для дослідження характеристик цієї системи також розроблено її електронний аналог (рис. 2), що дає змогу оцінити відгук, рівень шуму та вплив паразитних ефектів. Проведені симуляції показали можливість ефективного використання RMS-CBM для моніторингу радіаційних умов та положення пучка в експерименті. Це, у свою чергу, сприятиме підвищенню надійності роботи детекторів і продовженню їхнього ресурсу.

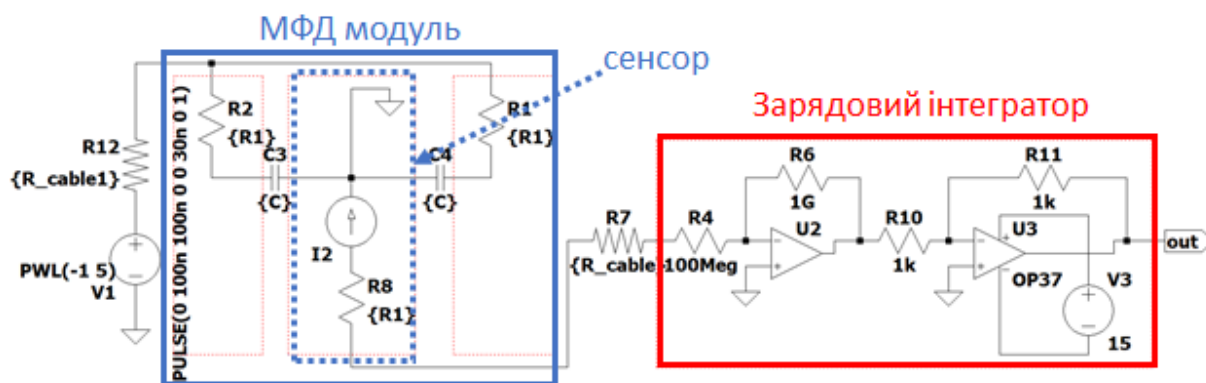


Рис. 2. LTspice аналог прототипу RMS-CBM: металево-фольгового детекторний модуль (ліворуч), зарядовий інтегратор з входом через коаксialний кабель R₇ (праворуч).

Наукова новизна роботи полягає у створенні першої повноцінної електронної моделі детекторного модуля КТС, яка відтворює повний цикл реєстрації сигналу, а також у розробці моделі прототипу системи радіаційного моніторингу RMS-CBM. Запропонований підхід дає змогу проводити комплексний аналіз роботи детекторних систем і є універсальним інструментом для їхньої оптимізації. Практичне значення отриманих результатів полягає у можливості їхнього використання для підвищення точності вимірювань, зниження рівня шумів та оптимізації конструкції детекторних модулів. Розроблені моделі можуть застосовуватися для тестування, калібрування та діагностики детекторів у процесі експлуатації. Виконане дослідження робить вагомий внесок у розвиток методів моделювання детекторних систем у фізиці високих енергій та створює науково-технічну основу для реалізації експерименту CBM і подальших досліджень властивостей щільної баріонної матерії.

1. FAIR Baseline Technical Report. Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR), GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany, 2006.
2. B. Friman et al. Lect. Notes Phys. 814 (2011) 1.
3. P. Senger. J. Phys.: Conf. Ser. 798 (2017) 012062.
4. F. Guber, I. Selyuzhenkov (Eds.). *Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator Detector (PSD)*. Darmstadt: CBM Collaboration (Darmstadt, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, 2015) 98 p. <https://repository.gsi.de/record/109059>
5. M. Teklishyn et al. Nucl. Instrum. Methods A 1080 (2025) 170714. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2025.170714>.

ОСТАННІ РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕКЗОТИЧНОЇ СТРУКТУРИ БАРІОНІВ У СЕКТОРІ ЛЕГКИХ КВАРКІВ

М. Романюк^{1,2}
(від колаборації BGOOD)

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний інститут ядерної фізики, Римський відділ «Тор Вергата», Рим, Італія

Дослідження екзотичних баріонних та мезонних станів є актуальним питанням у сучасній адронній фізиці. Нові результати з сектора чарівних кварків вказують на існування мультикваркових об'єктів поза кварк-антикварковою та 3-кварковою конфігураціями (мезони та баріони). Дослідження були здебільшого зосереджені на секторі s - та b -кварків, але для того, щоб зрозуміти, чи є нововиявлені структури загальною особливістю формування структури з основних будівельних блоків матерії, кварків та глюонів, необхідне також дослідження сектора легких uds -кварків. Це є фокусом експерименту BGOOD [1] на електронному прискорювачі ELSA (Electron Stretcher Accelerator) Фізичного інституту Боннського університету, Бонн, Німеччина). Експеримент досліджує фотонародження мезонів на малих кутах та кінематику обміну малими імпульсами в секторі uds , що може бути чутливим до молекулярно-подібної адронної структури.

Диференціальний поперечний переріз для $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1520)$ було виміряно для $\cos\theta_{\text{CM}}^K > 0,9$ від порогу до енергії центра мас 2090 MeV в експерименті BGOOD [2]. Роздільна здатність як по енергії, так і по $\cos\theta_{\text{CM}}^K$ дає змогу вперше точно охарактеризувати цей кінематичний режим. Дані узгоджуються з попередніми даними LEPS [3] та теоретичними моделями [4, 5]. Покращена статистична точність допоможе обмежити параметри в майбутніх феноменологічних моделях, що може призвести до кращого розуміння внесків t -каналу K^* , u -каналу Λ та s -каналу N^* у механізм реакції.

У дивному секторі, де мезонно-баріонна динаміка може відігравати важливу роль, вимірювання диференціального перерізу на малих кутах на порозі реакцій для $K^+ \Lambda$, $K^+ \Sigma^0$, $K^+ \Sigma(1385)$, $K^+ \Lambda(1405)$ та $K^+ \Lambda(1520)$ вказують на еквівалентність станам P_c , що спостерігаються на порогах $D\Sigma_c$, $D\Sigma_c^*$ та $D^* \Sigma_c$ [6].

1. S. Alef et al. (The BGOOD Collaboration) Eur. Phys. J. A 57 (2021) 80.
2. E.O. Rosanowski et.al. (The BGOOD Collaboration) Eur. Phys. J. A 61 (2025) 147.
3. H. Kohri et al. (The LEPS Collaboration) Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 172001.
4. J. He, X.-R. Chen. Phys. Rev. C 86 (2012) 035204.
5. S.-I. Nam, A. Hosaka, H.-C. Kim. Phys. Rev. D 71 (2005) 114012.
6. T. Jude. PPNP 147 (2026) 104224.

**DETERMINATION OF THE POLE TOP QUARK MASS FROM LHC EXPERIMENTAL DATA
FOR SINGLE- AND DOUBLE-DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS
FOR TOP QUARK PAIR PRODUCTION**

T. O. Sliusar¹, O. I. Zenaiev^{1,2}, V. Y. Aushev¹

¹ *Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

² *Hamburg University, II. Institute for Theoretical Physics, Hamburg, Germany*

In this report, we present the results of our research into the method for determining the pole top quark mass based on the analysis of multiple differential cross-sections. For this study, we use normalized differential cross-sections for the $t\bar{t}$ pairs production in the semilepton channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, published by the ATLAS collaboration [1].

We studied the sensitivity of differential cross sections as a function of four kinematic variables: the invariant mass of the $t\bar{t}$ pair, the rapidity of the $t\bar{t}$ pair, the transverse momentum of the top quark, and the rapidity of the top quark. The pole top quark mass was determined by comparing actual measured cross-sections with theoretical predictions calculated at NNLO [2]. For this purpose, the χ^2 minimization method was used.

A systematic determination of the top quark mass was performed using single-differential cross-sections of these kinematic variables, their pairwise combinations, and double-differential cross-sections of the invariant mass and the rapidity of the $t\bar{t}$ pair.

The results are compared and analyzed, and it is shown that the use of two single-differential cross-sections can give a more accurate result than the use of a double-differential one.

1. ATLAS Collaboration. Eur. Phys. J. C 79 (2019) 1028.
2. M. Czakon et al. JHEP 10 (2017) 186.

ВДОСКОНАЛЕННЯ МЕТОДУ ВІЛЬНОЇ КІНЕМАТИЧНОЇ РЕКОНСТРУКЦІЇ ПАРИ ТОП- ТА АНТИТОП-КВАРКІВ З ВИКОРИСТАННЯМ ВІДКРИТИХ ДАНИХ CMS

М. В. Спіцин¹, В. Є. Аушев¹, О. І. Зенаєв²

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

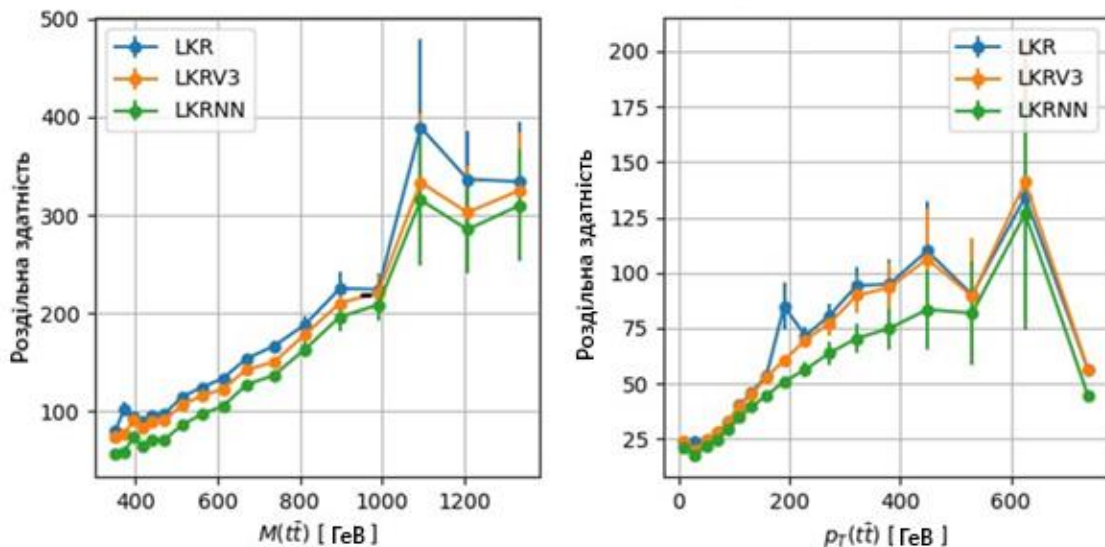
² Гамбурзький університет, II. Інститут теоретичної фізики, Гамбург, Німеччина

У цій роботі представлено результати вдосконалення методу вільної кінематичної реконструкції (loose kinematic reconstruction, LKR) [1] для системи кварків $t\bar{t}$ у дилептонному каналі розпаду $t\bar{t} \rightarrow l^+ \nu_l b l^- \bar{\nu}_l \bar{b}$. Дослідження виконано з використанням відкритих даних експерименту CMS, отриманих за енергії системи центра мас пучка протонів $\sqrt{s} = 7$ TeV [2].

Стандартний метод LKR є недостатньо кінематично визначеним через наявність двох незареєстрованих нейтрино. Для вирішення цієї проблеми було розроблено аналітичні модифікації алгоритму (LKRv3), які використовують розрахунок кінематики нейтрино на основі поперечної маси M_T та рівності стрімкостей $y_{\nu\bar{\nu}} = y_{l\bar{l}}$.

Наступним етапом покращення LKR стало застосування моделі машинного навчання (LKRNN) на базі повнозв'язної нейронної мережі з архітектурою багатошарового перцептрона. Для тренування та аналізу використовувалися Монте-Карло згенеровані дані (MadGraph та Pythia6 генератори) [3, 4]. Модель використовує 26 вхідних параметрів та функцію втрат (loss-function) із жорстким 5 % допуском до аналітичних результатів. У результаті застосування нейромережі інтегральну роздільну здатність (розраховану на основі диференційної роздільної здатності, наведеної на рисунку) для інваріантної маси системи вдалося покращити на 15,5 %, а для поперечного імпульсу – більш ніж на 10 % порівняно зі стандартним методом LKR. Це також забезпечило додаткове покращення на 8 % порівняно з версією LKRv3. Отримані результати підтверджують можливість ефективної інтеграції методів машинного навчання у класичні алгоритми реконструкції для фізичного аналізу відкритих даних CMS. Покращена кінематична реконструкція дасть змогу підвищити точність вимірювання диференціальних перерізів народження топ-кварків, що, своєю чергою, забезпечить точніше визначення маси топ-кварка, більш прецизійну перевірку передбачень Стандартної моделі та розширить можливості пошуку нової фізики.

Відкриті дані CMS: $pp \rightarrow t\bar{t}$, канал розпаду на дилептони, $\sqrt{s} = 7$ TeV
Роздільна здатність реконструйованих змінних



Графіки роздільної здатності реконструкції $t\bar{t}$ для класичної LKR, оптимізованої LKRv3 та нейромережі LKRNN.

1. L. Sonnenschein Phys. Rev. D 73 (2006) 054015.
2. CMS Collaboration. CMS Open Data Guide. <https://cms-opendata-guide.web.cern.ch/>
3. J. Alwall et al. JHEP 06 (2011) 128.
4. T. Sjostrand et al. Comput. Phys. Commun. 191 (2015) 159.

PHOTOPRODUCTION OF ^{98m}Nb ON NATURAL MOLYBDENUM AT BREMSSTRAHLUNG END-POINT ENERGIES UP TO 95 MeV

I. S. Timchenko^{1,2}, O. S. Deiev², S. M. Olejnik², S. M. Potin²,
V. A. Kushnir², V. V. Mytrochenko², A. Herzán¹

¹ Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia

² National Scientific Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, Ukraine

The development of modern theoretical models to describe the mechanisms of photonuclear reactions (direct, compound-nucleus, pre-equilibrium, quasi-deuteron, etc.) is currently underway. Modern computational codes, such as TALYS [1], require regular validation using reliable experimental data. For reactions with one or two neutrons, the calculated results obtained with different theoretical models are generally similar. However, the differences between the various theoretical models become more pronounced for reactions with three or more neutron emissions, as well as for reactions involving charged particles or small clusters in the reaction output channel.

Photonuclear reactions on molybdenum isotopes have been investigated in several studies. Most of these works have focused on photoneutron reactions on Mo isotopes at giant dipole resonance energies [2, 3]. These investigations have provided experimental data and revealed systematic patterns that help describe the mechanism of collective nuclear excitation. The effect of isospin splitting of the giant dipole resonance can be explored in photonuclear reactions accompanied by proton emission. However, experimental data on reactions in which a charged particle or a small cluster appears in the output channel are practically absent in the literature due to the very small cross-sections of such processes.

In our work, we experimentally studied the photoproduction of the ^{98m}Nb nucleus in natural Mo targets at bremsstrahlung end-point energies of $E_{\gamma\text{max}} = 37.5\text{--}92.5$ MeV.

The experiment was conducted using the electron beam of the electron linear accelerator LUE-40 RDC “Accelerator” at the National Scientific Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology” [4]. The measurements were performed using the activation method and offline γ -ray spectrometry. Detailed information on the experimental method used can be found, e.g., in [5].

In the experiment, the ^{98}Nb nucleus was only produced in reactions with the ^{100}Mo isotope. Both the ground state and metastable states of ^{98}Nb are populated in the photonuclear reaction. Decay of the isomeric state can occur through two channels: internal transition IT to ground state (0.1 %) and β^- decay (99.9 ± 0.1 %). The half-life $T_{1/2}$ of the ^{98m}Nb nucleus is 51.1 ± 0.4 min. The ^{98g}Nb nucleus decays into the ^{98}Mo nucleus via β^- decay (100 %) with a half-life $T_{1/2}$ of 2.86 ± 0.06 s. Since the cooling time in the experiment was more than 30 min, we were able to measure cross-sections only for the production of the ^{98}Nb nucleus in its isomeric state.

In the same reaction, the ^{98}Zr nucleus can also be produced in its ground and metastable states. The half-life of the isomeric state is $T_{1/2} = 1.9 \pm 0.2$ μs , and it decays to the ground state via an internal transition (100 %). The ^{98}Zr ground state decays only to the ground state of the ^{98}Nb nucleus via β^- decay (100 %, $T_{1/2} = 30.7 \pm 0.4$ s), and thus it does not contribute to the population of the ^{98m}Nb . Nuclear spectroscopic data were adopted from [6] (Fig. 1).

The production of the ^{98m}Nb nucleus on ^{100}Mo is possible in two ways: $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{pn})^{98m}\text{Nb}$ and $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{d})^{98m}\text{Nb}$, with the energy threshold values of $E_{\text{thr}} = 18.10$ MeV and 15.89 MeV, respectively. The threshold for the production of the ^{98m}Nb nucleus in the metastable state is 84 keV higher than in the ground state. Theoretical cross-sections $\sigma(E)$ for reactions $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{x})^{98m}\text{Nb}$, $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{pn})^{98m}\text{Nb}$, $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{d})^{98m}\text{Nb}$ were calculated with the TALYS1.96 code. As shown in Fig. 2, the cross section for the $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{d})^{98m}\text{Nb}$ reaction is very small. This reaction contributes less than 1 % to the total yield of ^{98m}Nb . Therefore, in our work, we assumed that the ^{98m}Nb nucleus production will

^{98}Mo stable	^{99}Mo 65.924(6) h β^- 100 %	^{100}Mo 7.01×10^{18} y $2\beta^-$ 100 %
^{97}Nb g: 72.1(7) min β^- 100 % m: 58.7(18) s IT 100 %	^{98}Nb g: 2.86(6) s β^- 100 % m: 51.1(4) min β^- 99.9 %	^{99}Nb g: 15.0(2) s β^- 100 % m: 2.5(2) min β^- 98(2) % IT < 3.8%
^{96}Zr 2×10^{19} y	^{97}Zr 16.749(8) h β^- 100 %	^{98}Zr g: 30.7(4) s β^- 100 % m: 1.9(2) μs IT 100 %

Fig. 1. Nuclear spectroscopic data are from [6]. The ^{98}Nb and ^{98}Zr nuclei formed on ^{100}Mo via $(\gamma, \text{pn}) + (\gamma, \text{d})$ and $(\gamma, 2\text{p})$ reactions are highlighted in red.

occur only through the $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{pn})^{98\text{m}}\text{Nb}$ reaction, and in our calculations, the $E_{\text{thr}} = 18.10$ MeV was used. Also, we provide an estimate of the contribution of the $^{100}\text{Mo}(\gamma, 2\text{p})^{98}\text{Zr} - \beta^- \rightarrow ^{98\text{g}}\text{Nb}$ channel to the total yield of the ^{98}Nb nucleus. This contribution is less than 0.2 % (see Fig. 2).

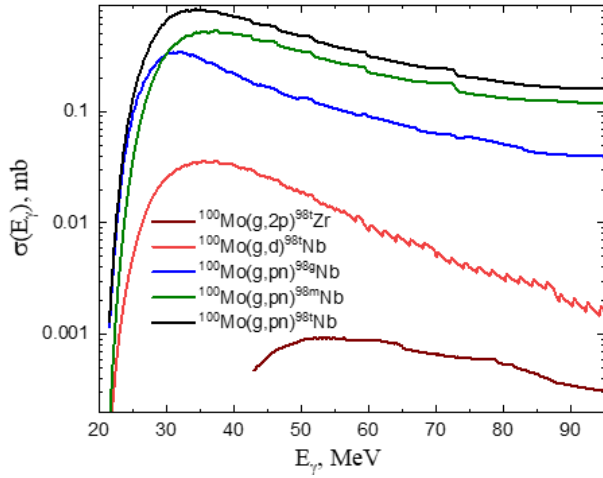


Fig. 2. Theoretical cross-section $\sigma(E)$ for the formation of the ^{98}Nb and ^{98}Zr nuclei on ^{100}Mo (the TALYS1.96 code with default parameters)

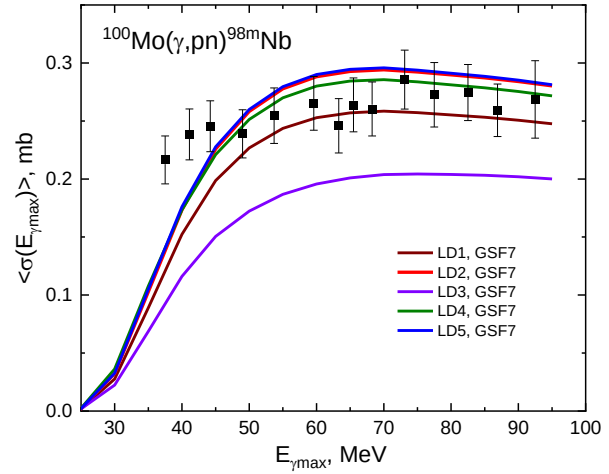


Fig. 3. The flux-averaged cross-section $\langle\sigma(E_{\gamma\text{max}})\rangle_m$ for the formation of the $^{98\text{m}}\text{Nb}$ nucleus on ^{100}Mo . *Black points* – our experimental data, *curves* – calculations with TALYS1.96 for different options LD and GSF.

The experimental flux-averaged cross-sections $\langle\sigma(E_{\gamma\text{max}})\rangle_m$ for the production of $^{98\text{m}}\text{Nb}$ in the $^{100}\text{Mo}(\gamma, \text{pn})^{98\text{m}}\text{Nb}$ reaction can be determined from direct measurements of the number of counts of γ rays, ΔA , in the full absorption peak at an energy of 787.36 keV with intensity $I_\gamma = 93.07 \pm 0.16$ %. The obtained $\langle\sigma(E_{\gamma\text{max}})\rangle_m$ of the studied reaction at bremsstrahlung end-point energies from 37.5 to 92.5 MeV are presented in Fig. 3.

The uncertainty of measured flux-averaged cross-sections was determined as the square root of the quadratic sum of statistical and systematic errors. The statistical error in the observed γ -activity is mainly due to counting statistics in the full absorption peak of the corresponding γ ray, which varies between 1.6 % and 4.4 %. Descriptions of the errors can be found in [5].

The flux-averaged cross-sections $\langle\sigma(E_{\gamma\text{max}})\rangle_{\text{th}}$ were calculated using the cross-sections $\sigma(E)$ for the studied reactions from the TALYS1.96 code with different gamma strength functions GSF 1-9 and level density models LD 1-6. The obtained experimental results are compared with theoretical estimates, and it is shown that the parameters LD4 and GSF7 are closest to the experimental data.

This work has received funding through the Grant of the National Academy of Sciences of Ukraine under Contract No. 0121U108705 and No. 0126U001494. I. S. Timchenko has received funding through the MSCA4Ukraine project, which is funded by the European Union. Views and opinions expressed are, however, those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union, the European Research Executive Agency, or the MSCA4Ukraine Consortium. Neither the European Union nor the European Research Executive Agency, nor the MSCA4Ukraine Consortium as a whole, nor any individual member institutions of the MSCA4Ukraine Consortium can be held responsible for them. This work was also supported by the Slovak Research and Development Agency under Contract No. APVV-24-0516, and the Slovak grant agency VEGA (Contract No. 2/0175/24).

1. A. Koning, D. Rochman. Nucl. Data Sheets 113 (2012) 2841.
2. H. Beil et al. Nucl. Phys. A 27 (1974) 427.
3. P. Carlos et al. Nucl. Phys. A 219 (1974) 61.
4. M.I. Aizatskyi et al. Probl. At. Sci. Technol. 3 (2014) 60.
5. A.N. Vodin et al. Nucl. Phys. A 1014 (2021) 122248.
6. International Atomic Energy Agency (IAEA). Live Chart of Nuclides. Nuclear Data Section. <https://nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE $^{94}\text{Zr}(p, \gamma)$ REACTION WITH IMPORTANCE FOR UNDERSTANDING THE ASTROPHYSICAL p -PROCESS MECHANISM

**I. S. Timchenko^{1,2}, A. Herzán¹, M. Sedlák¹, V. Matoušek¹, M. Balogh¹, O. S. Deiev²,
C. Fransen³, T. Grečnárová¹, P. Noga⁴, P. Reiter³, A. Repko¹, M. Šolcova¹,
D. Váňa⁴, M. Venhart¹, S. Vielhauer¹**

¹ Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia

² National Scientific Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, Ukraine

³ Institute for Nuclear Physics, University of Cologne, Cologne, Germany

⁴ Slovak University of Technology in Bratislava, Faculty of Materials Science and Technology in Trnava, Advanced Technologies Research Institute, Trnava, Slovakia

The synthesis of elements heavier than iron occurs primarily through the (n, γ) reactions [1]. However, processes of the “rapid” (r -) and “slow” (s -) radiative neutron capture cannot produce 35 proton-rich stable nuclei known as the p -nuclei. The production of these chemical elements is referred to in astrophysics as the p -process [2]. The description of the p -process mechanism is crucial for explaining the discrepancy between observed and calculated abundances of chemical elements. A particularly large discrepancy is observed in the region of the light p -nuclei, such as $^{92,94}\text{Mo}$ and $^{96,98}\text{Ru}$. To explain these differences or eliminate them, it is crucial to consider all possible channels of accumulation and decay of nuclei located in the vicinity of the p -nuclei.

The observed lack of experimental data in the vicinity of the p -nuclei complicates calculations of the abundance of chemical elements. Such calculations require reliable data on the cross sections and reaction rates for approximately 20,000 reactions involving 2000 stable and radioactive isotopes. Furthermore, high-quality experimental data are necessary to test various Hauser–Feshbach statistical model codes, such as NON-SMOKER and TALYS.

Proton-induced reactions on the stable Zr (90, 91, 92, and 96) isotopes are poorly studied. It is worth noting that the $^{94}\text{Zr}(p, \gamma)^{95}\text{Nb}$ reaction has not yet been studied [3].

A series of measurements aimed at an experimental study of proton-induced reactions on stable ^{94}Zr has been initiated, with the proton beam energies ranging from 1.5 to 6.1 MeV. For this purpose, thin self-supported targets with isotopically enriched material ^{94}Zr (96 %+), and accelerated protons delivered by the 6 MV Tandem accelerator [4] at the Slovak University of Technology are used (Fig. 1). The measurements are performed using the activation method and offline γ -ray spectroscopy.



Fig. 1. The 6.0 MV coaxial High-Current Tandetron™ Cockroft-Walton- type accelerator at the Advanced Technologies Research Institute (ATRI) of the Faculty of Material Science and Technology of the Slovak University of Technology in Trnava, Slovakia.

The system for measuring the induced activity of irradiated ^{94}Zr targets consists of three coaxial HPGe detectors and one BEGe detector, all cooled to liquid nitrogen temperature. The detectors are positioned in a close geometry for maximum detection efficiency.

The ^{95}Nb nuclei are produced via the $^{94}\text{Zr}(p, \gamma)$ reaction, in both the ground and metastable states. The $^{95\text{m}}\text{Nb}$ metastable state with a half-life $T_{1/2}$ of 86.6 h decays to the unstable $^{95\text{g}}\text{Nb}$ ground state via internal transition with a branching ratio p of 94.4 %. The unstable ground state $^{95\text{g}}\text{Nb}$ with a half-life $T_{1/2}$ of 34.975 d decays to excited levels of the ^{95}Mo nucleus via the β^- decay. In our study of the $^{94}\text{Zr}(p, \gamma)^{95\text{m,g}}\text{Nb}$ reaction, we measured the activity for γ transitions with energies of 235.7 keV ($I_\gamma = 24.8$ %) and 765.8 keV ($I_\gamma = 99.808$ %) to identify the decays of the isomeric and ground states, respectively. Nuclear spectroscopy data were taken from [5].

The first measurements were conducted at a proton beam energy of 6.1 MeV. The measured spectrum of the induced activity of a ^{94}Zr target with a thickness of 2 mg/cm² is shown in Fig. 2. The figure shows peaks corresponding to the decay of reaction products formed on ^{94}Zr and on other stable Zr isotopes (contamination less than 4%), as well as peaks of the natural background radiation (BG).

Fig. 2. Spectrum of γ rays measured by the set of HPGe and BEGe detectors after irradiation of a 2 mg/cm² thick ⁹⁴Zr target. Irradiation was performed with a 6.1 MeV proton beam. Data was collected for 3 h after a 1-hour cooling period. In the spectrum, peaks corresponding to the decay of the reaction products and the natural background (BG) can be seen.

These data are very important for understanding the mechanism of the astrophysical p -process, for developing and analyzing modern theoretical predictions, and for conducting future experiments. Any contribution to such research is extremely important. Experimental data on cross sections and isomer ratios for this reaction will be obtained for the first time.

This work was also supported by the Slovak Research and Development Agency under Contract No. APVV-24-0516, and the Slovak grant agency VEGA (Contract No. 2/0175/24).

ПРОТОТИП СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ З КВАДРОКОПТЕРА

**Р. Ю. Чаплинський¹, М. М. Зарицький¹, Д. В. Касперович¹, В. Р. Клавдієнко¹, В. В. Кобичев¹,
Е. Є. Петросян¹, А. Р. Подвінянюк¹, Р. Б. Подвінянюк², О. Г. Поліщук¹, Н. В. Сокур¹**

¹ Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України, Київ, Україна

² Кафедра фізики, Сірак'юський університет, Сірак'юс, США

Розроблено та експериментально досліджено прототип портативного сцинтиляційного γ -спектрометра, призначеного для дистанційного радіаційного моніторингу з використанням квадрокоптера. Детекторний модуль побудовано на основі сцинтиляційного кристала CsI(Tl) розміром 45×45 мм (Amcryst, Україна) з масивом з 12 кремнієвих фотопомножувачів (SiPM) виробництва OnSemi [1]. Оптичний контакт SiPM із кристалом забезпечується спеціалізованою оптичною змазкою. Блок-схему прототипу системи радіаційного моніторингу з квадрокоптера зображено на рис 1. Систему в зборі зображено на рис. 2, а.

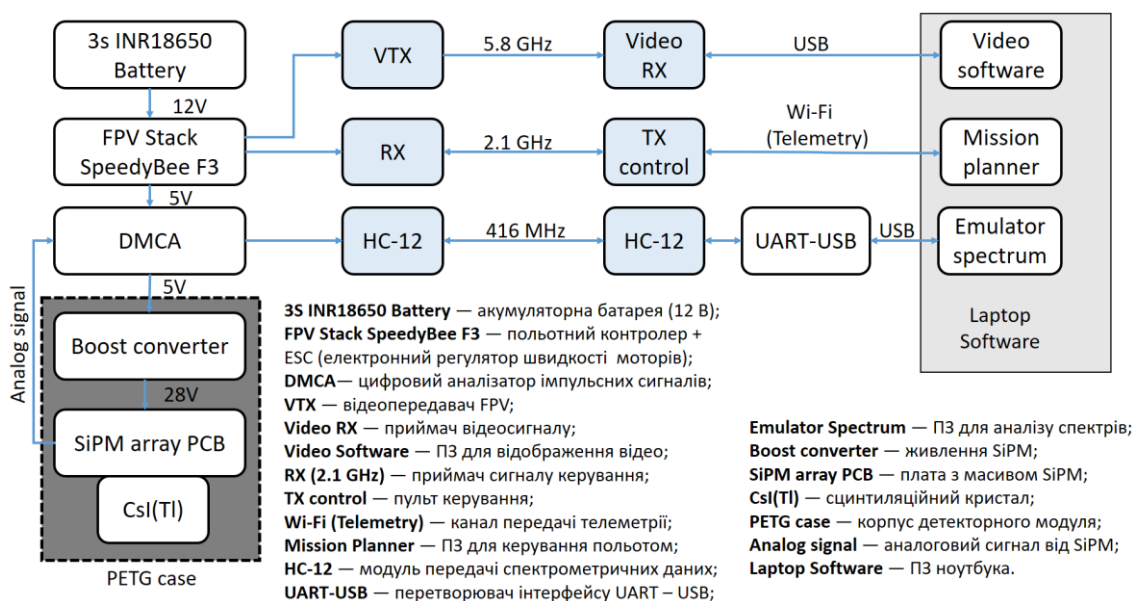


Рис. 1. Блок-схема системи.

Масив SiPM реалізовано у вигляді спеціально розробленої друкованої плати (див. рис. 2, б), на якій фотодетектори підключено паралельно до спільного навантажувального резистора. Аналоговий сигнал з масиву безпосередньо подається на вхід цифрового аналізатора імпульсних сигналів. Функцію попереднього підсилення виконує комбінація бар'єрної ємності SiPM та опору навантажувального резистора, що формує імпульс, подібний до сигналу зарядочутливого підсилювача.

Цифровий аналізатор імпульсів (DMCA) (див. рис. 2, в) реалізовано на базі швидкого аналого-цифрового перетворювача LTC2208 та програмованої логічної інтегральної схеми XC7A100T, що забезпечує оцифрування сигналів і їхню цифрову обробку з використанням трапецієподібного формування [2, 3]. Передача спектрометричних даних здійснюється за допомогою радіочастотних UART-модулів HC-12.

Детекторний блок розміщено в екранованому пластиковому корпусі, який забезпечує захист від електромагнітних завад і механічних впливів. Для зменшення впливу вібрацій застосовано демпфувальний матеріал між корпусом детекторного блока та кристалом. Конструктивні елементи кріплення детекторного модуля до квадрокоптера виготовлено із застосуванням технології 3D-друку.

Платформа для розміщення спектрометра реалізована на базі FPV квадрокоптера з автопілотом ArduPilot, що забезпечує стабілізацію польоту, керування та передачу телеметричних даних. Обмін даними з наземною станцією здійснюється по окремих каналах для керування, відеосигналу та спектрометричної інформації. Живлення системи забезпечується акумуляторним блоком на основі шести елементів типу INR18650. Загальна злітна маса системи становить близько 2 кг, а час автономної роботи досягає 40 хв.

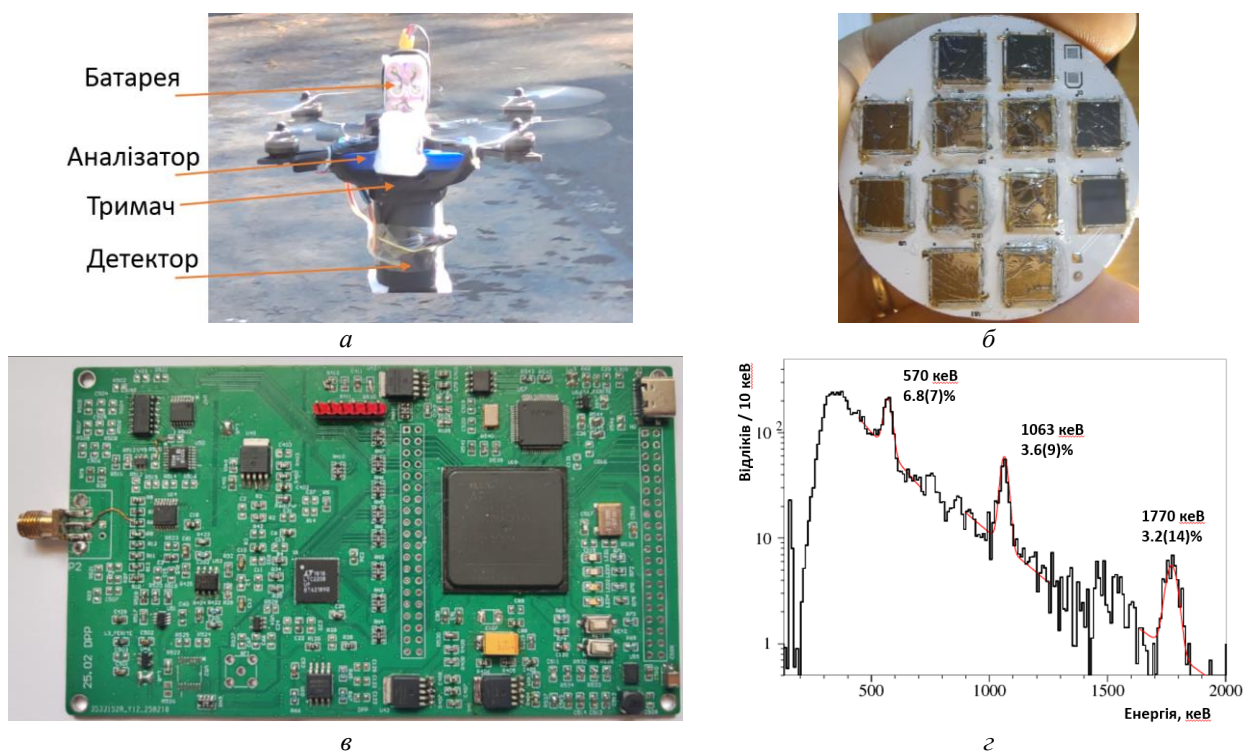


Рис 2. Елементи системи спектрометрії з квадрокоптера: *а* – FPV квадрокоптер на 7-дюймовій рамі з детекторним блоком; *б* – друкована плата з 12 SiPM; *в* – плата аналізатора імпульсних сигналів, *г* – енергетичний спектр, набраний із джерелом ^{207}Bi .

Для керування цифровим аналізатором та обробки експериментальних даних розроблено спеціалізоване програмне забезпечення на Python, що забезпечує реєстрацію форм сигналів, побудову енергетичних спектрів і автоматизований пошук спектральних піків.

Проведені польотні випробування показали, що розроблена система забезпечує енергетичну роздільну здатність γ -спектра на рівні близько 7 % для енергії 570 кеВ (^{207}Bi) при збереженні стабільної роботи в умовах польоту (див. рис. 2, г). Отримані результати підтверджують перспективність використання запропонованого підходу для задач оперативного радіаційного моніторингу, екологічного контролю та локалізації джерел іонізуючого випромінювання. Подальші дослідження будуть спрямовані на оптимізацію параметрів спектрометричного модуля та підвищення ефективності системи передачі даних.

1. onsemi. Silicon Photomultipliers (SiPM), Low-Noise, Blue-Sensitive: C-Series SiPM Sensors. Publication Order Number: MICROC-SERIES/D. Rev. 9. February 2022. 16 p. <https://www.onsemi.com/pdf/datasheet/microc-series-d.pdf>
2. Р.Ю. Чаплинський та ін. У кн.: XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25–29 вересня 2023 року). Анотації до доповідей (Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2023) с. 95. http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2023/index.html
3. Р.Ю. Чаплинський та ін. У кн.: Збірник тез V Міжнародної конференції «Перспективи впровадження інновацій у атомну енергетику» (Київ, 28–29 вересня 2023 року) (Київ, 2023) с. 114. https://ukrns.org/wp-content/uploads/2023/11/zbirnik_tez_v_mizhnarodno%D1%97_konferenczi%D1%97_perspektivi_vprovadzhennya_innovacij-1-1.pdf

МЕТАЛО-ФОЛЬГОВІ ДЕТЕКТОРИ ІЯД НАН УКРАЇНИ: РЕЗУЛЬТАТИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ

**С. Б. Чернишенко, В. О. Кива, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач,
Д. М. Рамазанов, І. І. Воронецький, О. О. Кшиванський, О. С. Ковальчук**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Одним з найглибших відкритих питань сучасної фізики є питання про походження баріонної асиметрії Всесвіту. Вивчення цього питання тісно пов'язане з порушенням CP-симетрії – явищем, систематичне дослідження якого у розпадах важких адронів (b- та c-кварків) є головною метою експерименту LHCb на Великому адронному колайдері (CERN, Женева). Однією з провідних організацій пошуку фізики поза Стандартною моделлю є колаборація LHCb, яка налічує понад 1300 науковців з 20 країн, у тому числі вчених з ІЯД НАН України (ІЯД). Паралельно, майбутній експеримент CBM (Compressed Baryonic Matter) на прискорювальному комплексі FAIR (GSI, Дармштадт) матиме на меті дослідження КХД-матерії при екстремальних густинах баріонів – умовах, що відтворюють внутрішню структуру нейтронних зірок і механіку колапсів наднових. Обидва експерименти ставлять перед детекторною технікою виняткові вимоги: безперервна робота в умовах інтенсивних радіаційних потоків, компактність при мінімальній кількості матеріалу детектора та мінімальне перекриття з іншими детекторними підсистемами експерименту, широкий динамічний діапазон вимірювань та висока надійність упродовж десятків тисяч годин набору даних. Саме для забезпечення безпечної роботи експериментів, а також для відслідковування умов проведення експерименту шляхом моніторингу пучка та фону використовуються метало-фольгові детектори (МФД), що є оригінальною розробкою вчених ІЯД.

Починаючи з 2021 р., система радіаційного моніторингу RMS-R3, розроблена і побудована в ІЯД, безперервно функціонує в складі детектора LHCb [1]. Вісім МФД-сенсорів з мідної фольги симетрично розміщені навколо іонопроводу ВАК та забезпечують онлайн-моніторинг миттєвої світності і радіаційного фону – критичних параметрів для безпечної роботи всього детектора. За п'ять років роботи в Run3 система продемонструвала стабільність на рівні $<0,1\%$ і максимальну ефективність у всіх режимах роботи LHCb: протон-протонних зіткненнях при $\sqrt{s} = 13,6$ TeV, зіткненнях важких іонів PbPb, а також у режимі фіксованої газової мішені SMOG2 з різними газами (H_2 , He, Ne, Ar) та зіткнення рО, ОО і NeNe при низьких світностях.

Подальші перспективи розвитку метало-фольгових детекторів можна розглядати у мінімум трьох напрямках. Перший – розробка системи RMS-R4 для LHCb Run 4 (2031–2034 pp.), де після Модернізації II миттєва світність зросте ще у п'ять разів, до $\sim 10^{34}$ см⁻²с⁻¹. Модифікації існуючої системи та розробка нової електроніки для системи радіаційного моніторингу дасть змогу працювати новій системі RMS не тільки при світностях Run4, але і при світностях HL-LHC до $\sim 10^{35}$ см⁻²с⁻¹. Другий напрям – розробка компактної МФД-системи для радіаційного моніторингу в експерименті CBM. Жорсткі конструктивні обмеження CBM (товщина модуля <10 мм, мінімальний матеріальний бюджет, висока радіаційна стійкість за рахунок важких іонних пучків) є саме тим середовищем, для якого МФД-технологія першочергово створювалася. Третій напрям – мобільна система радіаційного моніторингу МСРМ-Д, що інтегрує МФД, мікропіксельні детектори Тімеріх3 та лічильники Гейгера–Мюллера у портативному форм-факторі для моніторингу радіаційного фону доквілля, радіотерапії та для використання на промисловому виробництві. Це приклад прямого трансферу технологій рівня CERN у суспільно значущі застосування.

Перетворюючи оригінальну українську детекторну технологію на невід'ємний елемент інфраструктури світової науки – від серця найбільшого прискорювача планети до майбутнього флагманського комплексу FAIR, ВФБЕ ІЯД продовжує розширювати можливості МФД у нових напрямках.

Роботи виконувалися за підтримки: гранту EURIZON ЄС (угода № 871072, проєкт № 3014); гранту НАН України № 03/405 (МСРМ-Д, 2025–2026); гранту НФДУ № 2020.02/0257, гранту НАН України дослідницьким лабораторіям/групам молодих вчених НАН України № 17/01-2025(6) та № 17/01-2026(6).

1. S.B. Chernyshenko et al. Nucl. Phys. At. Energy 24(2) (2023) 148.

ВИКОРИСТАННЯ КОРЕЛЯЦІЙНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ЗБУДЖЕНИХ РІВНІВ ЯДРА ${}^8\text{Be}$

О. О. Ячменьов, О. М. Поворозник, О. К. Горпинич, О. М. Семенюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Низькозбуджені стани ядра ${}^8\text{Be}$ були предметом інтенсивних досліджень у минулому столітті, а їх результати узагальнено в компіляційних роботах [1]. Однак питання щодо існування збуджених рівнів поблизу 0,9 MeV («ghost anomaly», або «аномалія-привид», АП) [2] та 7 MeV [3] досі залишається дискусійним. Саме дослідженню цих рівнів присвячено цю роботу.

Проведено аналіз кореляційного експерименту ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha)\alpha$ при $E_\alpha = 27,2$ MeV [4], у рамках механізму послідовного розпаду [5], який передбачає двоетапний процес: на першому утворення ядра ${}^{12}\text{C}^*$, яке на другому етапі розпадається на ${}^8\text{Be}^*$ та α . Залежно від енергії збудженого стану ${}^8\text{Be}^*$, експериментальна інформація на графіку $E_{\alpha 2}$ - $E_{\alpha 1}$ збігів α -частинок розташовується в різних кінематичних кривих. Для коректного відділення окремих ділянок у двовимірному енергетичному спектрі використали перерахунок спектра збігів в одномірний спектр теплового балансу (Q-спектр [6]). На рис. 1 наведено результати перерахунку спектра збігів у Q-спектр та його апроксимації функцією Фойгта для різних рівнів ядра ${}^8\text{Be}$. Це дало змогу відокремити відповідні рівні на спектрі збігів $E_{\alpha 2}$ - $E_{\alpha 1}$ (рис. 2) для їх подальшого аналізу.

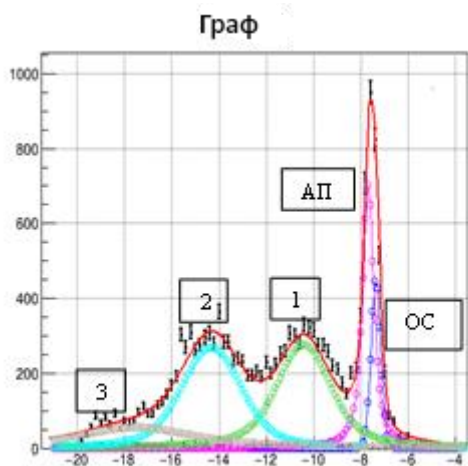


Рис. 1. Q-спектр для реакції ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha){}^8\text{Be}$, $E_\alpha = 27,2$ MeV; рівні ${}^8\text{Be}$: ОС – основний стан; АП – аномальний стан; 1 – $E = 3,04$ MeV; 2 – $E = 6,95$ MeV; 3 – $E = 11,4$ MeV.

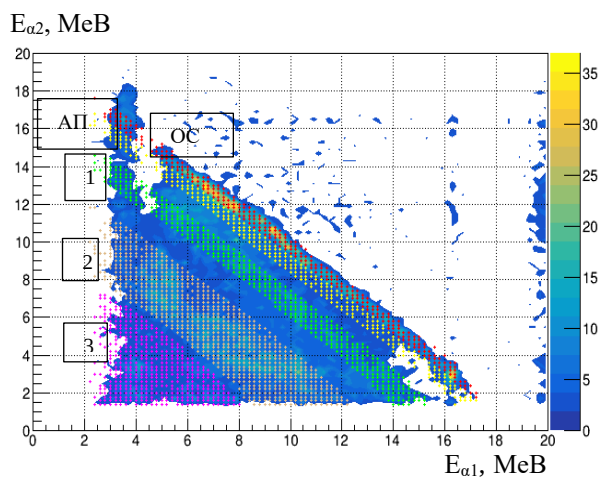


Рис. 2. Спектр $E_{\alpha 2}$ - $E_{\alpha 1}$ збігів для реакції ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha){}^8\text{Be}$, $E_\alpha = 27,2$ MeV; кольором виділені події утворення ${}^8\text{Be}$, які відповідають позначенням на рис. 1.

На відміну від традиційного підходу, за якого обрану ділянку спектра збігів $E_{\alpha 2}$ - $E_{\alpha 1}$ проєктують на вісь енергії $E_{\alpha 2}$ або $E_{\alpha 1}$, у цій роботі проєкцію виконано на розраховану для даної реакції кінематичну криву. Це дало змогу мінімізувати спотворення енергетичного спектра, особливо для широких піків, і зменшити вплив похибок під час обробки даних. При подальшій апроксимації спроектованого енергетичного спектра для точного відтворення експериментальних умов для апроксимації енергетичного спектра збудження ядра ${}^{12}\text{C}$ використано метод Монте-Карло, який враховував такі експериментальні похибки: енергетичний розкид енергії пучка прискорених частинок, розміри плями від пучка на мішені, товщину мішені, розміри тілесних кутів та енергетичну роздільну здатність детекторів. На рис. 3 і 4 представлено проєкції спектра збігів $E_{\alpha 2}$ - $E_{\alpha 1}$ на кінематичну криву енергетичних ділянок, які позначені на рис. 1 і 2 як АП та 2, що відповідають реакції ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha){}^8\text{Be}^*$ з рівнями збудження ${}^8\text{Be}^*$ $E = 0,25$, $\Gamma = 0,28$ та $E = 6,95$, $\Gamma = 2,98$ MeV, та вкладками окремих збуджених станів ядра ${}^{12}\text{C}$ (${}^8\text{Be}^* + \alpha$), червона суцільна лінія – сумарний вклад. Збіг отриманих енергетичних параметрів ядра ${}^{12}\text{C}$ з даними компіляційних робіт [1] підтверджує, що механізм реакції ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha)\alpha$ передбачає утворення проміжного збудженого ядра ${}^{12}\text{C}$, яке згодом розпадається на ${}^8\text{Be}$ та α -частинку.

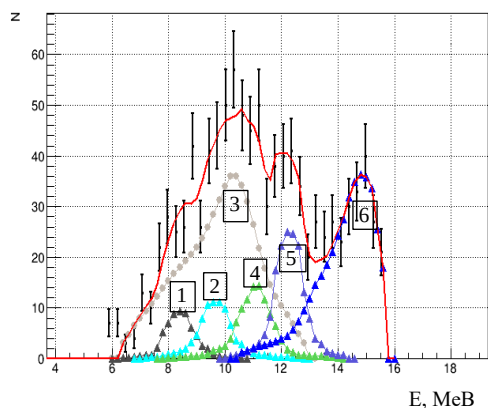


Рис. 3. Проекція ділянки АП (див. рис. 2) $E = 0,25$, $\Gamma = 0,28$ MeB на кінематичну криву. Параметри збудження $^{12}\text{C}({}^8\text{Be} + \alpha_1, {}^8\text{Be} + \alpha_2)$, MeB: 1 – $E = 11,83$, $\Gamma = 0,26$; 2 – $E = 12,71$, $\Gamma = 0,34$; 3 – $E = 17,23$, $\Gamma = 1,15$; 4 – $E = 13,35$, $\Gamma = 0,37$; 5 – $E = 14,08$, $\Gamma = 0,26$; 6 – $E = 15,54$, $\Gamma = 1,00$.

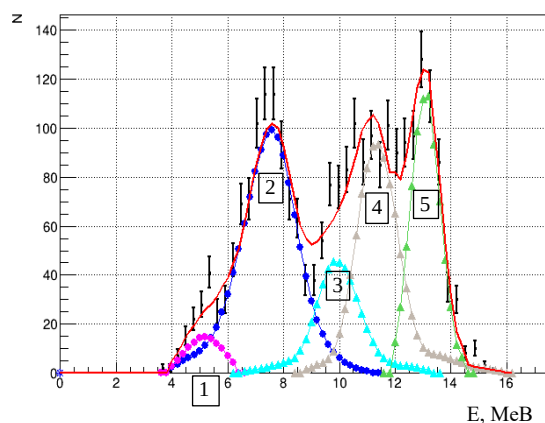


Рис. 4. Проекція ділянки 2 (див. рис. 2) $E = 6,95$, $\Gamma = 2,98$ MeB на кінематичну криву. Параметри збудження $^{12}\text{C}({}^8\text{Be} + \alpha_1, {}^8\text{Be} + \alpha_2)$, MeB: 1 – $E = 12,71$, $\Gamma = 0,02$; 2 – $E = 11,83$, $\Gamma = 0,26$; 3 – $E = 11,16$, $\Gamma = 0,43$; 4 – $E = 11,83$, $\Gamma = 0,26$; 5 – $E = 12,56$, $\Gamma = 0,08$.

Проведено аналіз кореляційного експерименту $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha)\alpha\alpha$ при $E_\alpha = 27,2$ MeB з використанням методу перерахунку в Q-спектр та виокремлено енергетичні ділянки спектра збігів, які відповідають різним рівням збудження ${}^8\text{Be}$. Для зменшення похибок обробки спектри збігів проєктувалися на кінематичну криву. Через використання методу Монте-Карло при апроксимації енергетичного спектра збудження, доведено, що реакція проходить через утворення та розпад ^{12}C по каналу ${}^8\text{Be} + \alpha$, та підтверджено існування суперечливих рівнів ядра ${}^8\text{Be}$ з енергетичними параметрами $E = 0,25$, $\Gamma = 0,28$ MeB та $E = 6,95$, $\Gamma = 2,98$ MeB.

1. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritzen. Nucl. Phys. A 320 (1979) 1.
2. F.C. Barker et al. Aust. J. Phys. 123 (1976) 245.
3. F. Ajzenberg, T. Lauritzen. Rev. Mod. Phys. 24(4) (1952) 321.
4. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник, Б.Г. Стружко. УФЖ 48(5) (2003) 407.
5. G. Ohlsen. Nucl. Instrum. Methods 37 (1965) 240.
6. E. Costanzo et al. Nucl. Instrum. Methods A 295 (1990) 373.

СВІТОВІ ТЕНДЕНЦІЇ В ЯДЕРНІЙ ЕНЕРГЕТИЦІ

В. І. Борисенко

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

Питання забезпечення енергетичної незалежності України будуть актуальними і в післявоєнний період. Враховуючи вже наявні руйнування і пошкодження енергетичних об'єктів, перш за все ТЕС, ТЕЦ і ГЕС на порядку денному стоять питання оптимізації структури і обсягів виробництва електроенергії різними типами генерації. Оптимізація має враховувати як світові тенденції в електроенергетиці, так і національні особливості – умови при обґрунтуванні вибору типів генерації, обсягів виробництва електроенергії, а також міжнародні зобов'язання України щодо використання низьковуглецевих технологій в енергетиці і промисловості. У доповіді розглянуто світові тенденції в енергетиці взагалі, а в електроенергетиці більш детально в галузях ядерної і відновлювальної енергетики (ВДЕ). Відмічено суттєве зростання встановленої потужності і обсягів виробництва електроенергії на об'єктах ВДЕ. Наприклад, за останні два роки нових потужностей на об'єктах ВДЕ введено у сотню разів більше, ніж на АЕС. А з 2021 р. ВДЕ за обсягами виробництва електроенергії випередило АЕС, а в 2025 р. вийшло на перше місце у світі випередивши лідера – теплові станції, що працюють на вугіллі.

Станом на 2026 р. на АЕС України в експлуатації перебувають 15 енергоблоків з реакторами типу ВВЕР (2 – ВВЕР-440, 13 – ВВЕР-1000). 12 енергоблоків уже перетнули 30-річний строк експлуатації, а шість енергоблоків перетнули 40-річний строк експлуатації. Генеральним конструктором ВВЕР 30-річний строк експлуатації визначений як проєктний строк експлуатації.

В оптимістичному сценарії продовження терміну експлуатації до 60 років, 12 енергоблоків буде виведено до 2050 р.

Станом на 01.01.2026 р. на АЕС у світі в експлуатації перебувало 412 енергоблоків АЕС (встановлена потужність 376 ГВт), у процесі будівництва знаходяться – 63 енергоблоки (встановлена потужність 66 ГВт), у стані зупину і виведення з експлуатації – 220 енергоблоків (встановлена потужність 111 ГВт), протягом 2024 р. призупинено експлуатацію чотирьох енергоблоків АЕС [1].

У 2024 р. виробництво електроенергії на АЕС у світі становило 2778 млрд кВт·год, що відповідає близько 8,99% загального світового виробництва електроенергії (30914 млрд. кВт·г). На рис. 1 наведено дані щодо зміни виробництва електроенергії у світі різними типами генерації за 2000–2024 рр. [1].

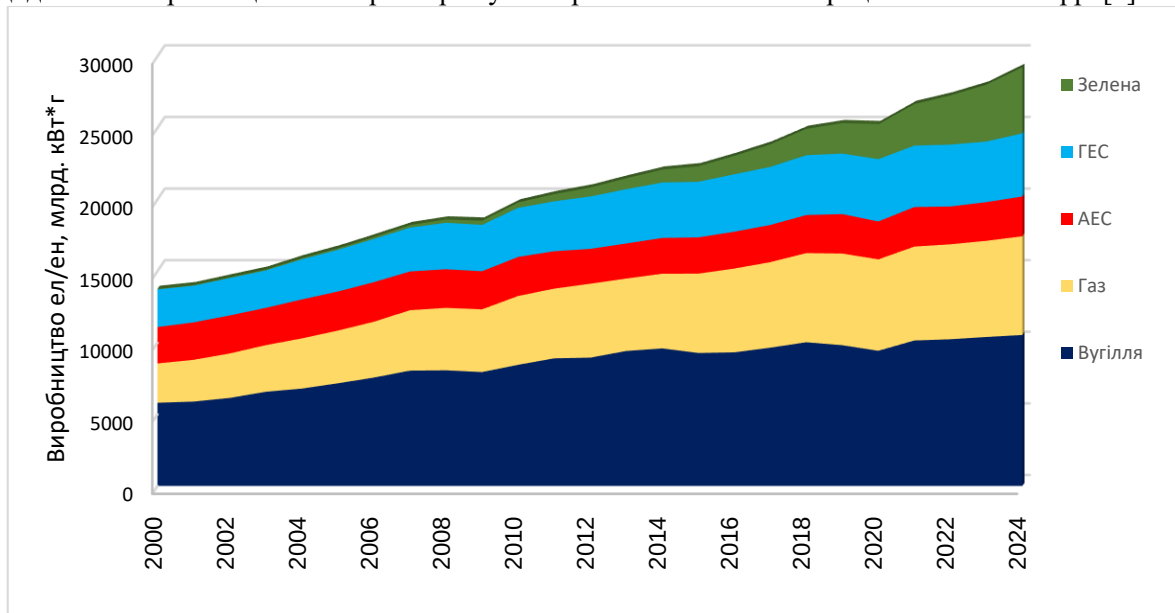


Рис.1. Внесок у загальне виробництво електроенергії різних типів генерації за 2000–2024 рр.

За 25 років (з 2000 по 2024 рр.) загальне виробництво електроенергії у світі збільшилося у ~2 рази з 15278,69 до 30913,94 млрд кВт·г, що відповідає середньорічній зміні виробництва електроенергії (СРЗВЕ) на ~+3 %. Таким чином, загальносвітове виробництво і споживання електроенергії за останні 25 років має тенденцію до збільшення.

Однак, необхідно звернути увагу на суттєву відмінність від загальносвітових тенденцій у споживанні електроенергії в окремих країнах. До прикладу, на рис. 2 наведено дані щодо зміни виробництва електроенергії різними типами генерації в країнах Євросоюзу за 2000–2024 рр.

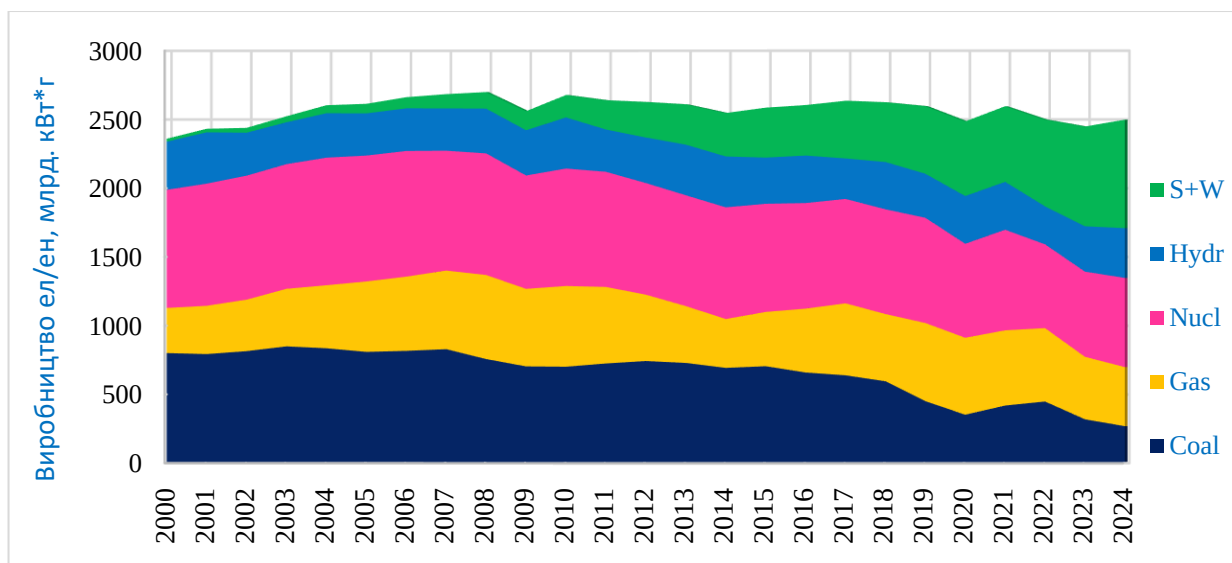


Рис. 2. Внесок у загальне виробництво електроенергії різних типів генерації в країнах ЄС за 2000–2024 рр.

Для подальшого аналізу з визначення тенденцій у виробництві і споживанні електроенергії є наступний показник – виробництво електроенергії в країні на одного її мешканця (ВЕКОМ). Цей показник дає уяву про загальне енергетично-промислове оснащення країни, загальний розвиток сфери послуг, а також про рівень побутового споживання електроенергії.

У таблиці наведено узагальнені дані по різних країнах і групах країн щодо темпів зміни середньорічного ВВП на душу населення і показника ВЕКОМ за останні 15 р. (з 2010 по 2024 рр.)

**Середньорічна зміна ВВП на душу населення, зміна ВЕКОМ,
мінімальне і максимальне значення ВЕКОМ за 15 років (з 2010 по 2024 рр.) [1]**

№	Країна	Середньорічна зміна ВВП на душу населення, %	ВЕКОМ, %	Мінімальне значення ВЕКОМ, %	Максимальне значення ВЕКОМ, %
1.	США	4,1	-0,3	-3,2	+2,8
2.	Китай	8,1	6,1	-0,2	+11,3
3.	ЄС	1,9	-0,6	-4,2	+4,4
4.	G7	1,6	-0,5	-3,5	+2,2
5.	Україна	5,8	-2,7	-23,1	+6,8
6.	Світ	2,7	+1,6	-1,4	+4,8

Таким чином, аналіз даних, наведених у таблиці, дає змогу спростувати хибне припущення щодо кореляції між темпами зростання ВВП і темпами зростання виробництва електроенергії. Така кореляція є характерною для країн «третього» світу з рівнем споживання електроенергії менше середньосвітових показників. Для країн з розвинутою економікою зростання ВВП спостерігається навіть при негативних значеннях СРЗВЕ і ВЕКОМ за рахунок впровадження енергоощадних технологій в економіці і впровадження рішень кліматичних угод (Киотська, Паризька) з впровадження низьковуглецевих технологій в енергетиці.

1. International Atomic Energy Agency (IAEA). Power Reactor Information System (PRIS). <https://pris.iaea.org/pris/>

РАДІОМОНІТОРИНГ ТА ВПЛИВ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА СИСТЕМУ ФІЗИЧНОГО ЗАХИСТУ

В. Г. Гончарук, Т. В. Бібік

Навчально-науковий інститут атомної та теплової енергетики

*Національного технічного університету України “Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”,
Київ, Україна*

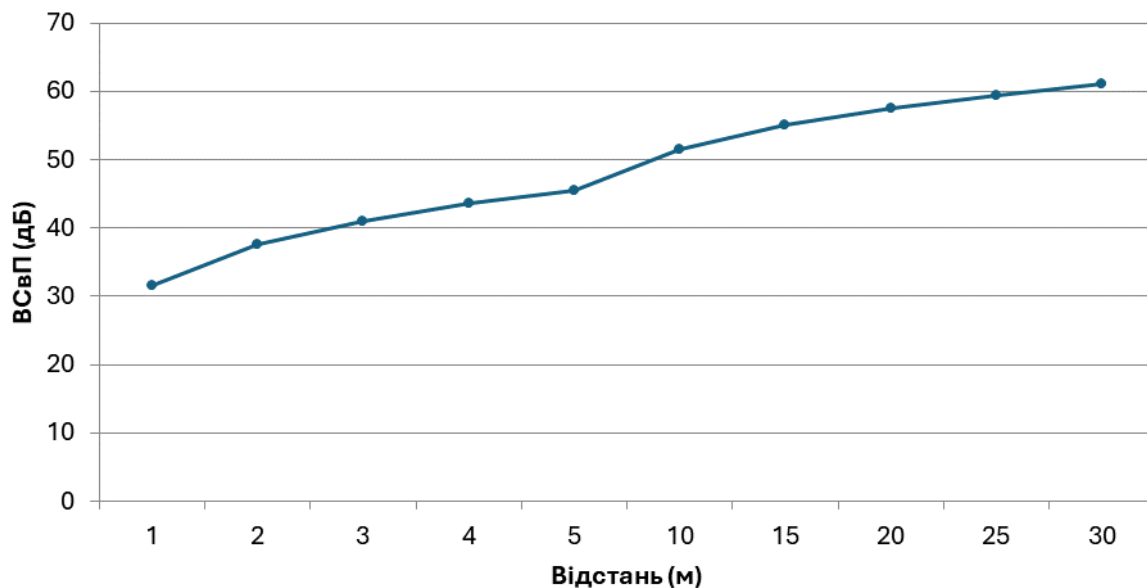
Сучасні реалії диктують нові правила облаштування захисного периметра для критичної інфраструктури. Одночасно з уже традиційними методами та системами захисту необхідно розробляти, адаптувати та встановлювати нові системи захисту від загроз, які стали можливими відносно нещодавно. Широкого розвитку останнім часом набули різні безпілотні керовані дрони, наземного та повітряного типу.

Радіомоніторинг як інструмент контролю електромагнітного середовища на атомних електростанціях забезпечує безперервне виявлення, аналіз і класифікацію радіочастотних сигналів у широкому діапазоні частот. Це є критично важливим для оцінювання впливу електромагнітного випромінювання на систему фізичного захисту, яка охоплює технічні засоби охорони, зв'язку, сигналізації та контролю доступу. Електромагнітні поля, поширюючись у вигляді хвиль, можуть індукувати паразитні струми й напруги в електронних компонентах, що призводить до виникнення завад, хибних спрацювань або зниження функціональної надійності елементів системи фізичного захисту. Основними параметрами оцінювання такого впливу є напруженість електричного та магнітного полів, щільність потоку потужності й питомий коефіцієнт поглинання енергії, які характеризують рівень взаємодії електромагнітного випромінювання з технічними системами та біологічними об'єктами. За підвищених рівнів електромагнітного випромінювання або за близького розташування його джерел можливе погіршення електромагнітної сумісності, зниження завадостійкості та порушення стабільності функціонування систем фізичного захисту атомних електростанцій. Це зумовлює необхідність упровадження комплексних заходів радіомоніторингу, спектрального аналізу та нормування рівнів електромагнітного випромінювання для забезпечення надійності й безпеки критичної інфраструктури [1–6].

Важливо приділяти достатню увагу джерелам електромагнітного випромінювання при проектуванні, а також їх впливу на інші системи. У роботі було виявлено вразливість сейсмічного датчика до джерела випромінювання. Для подальшої перевірки та оцінки можливих вразливостей персоналу служби фізичного захисту необхідно володіти системами радіомоніторингу. Також радіомоніторингова система дає змогу розширити інструментарій захисту атомних електростанцій, покращити систему ситуаційної обізнаності.

Хоча інтеграція систем радіомоніторингу вимагає значних фінансових витрат, аналіз показує, що потенційні збитки від успішної атаки на критичну інфраструктуру можуть перевищувати інвестиції в десятки разів. Вартість системи радіомоніторингу для гіпотетичного стратегічного об'єкта площею в 100 га оцінюється у 2–5 млн доларів США залежно від комплектації та виробника. При цьому потенційні збитки від аварії, спричиненої атакою дрона, можуть становити мільярди доларів США та призвести до довготривалих наслідків. Таким чином, впровадження систем радіомоніторингу є не лише технічно, але й економічно виправданим рішенням.

Одночасно з критичною необхідністю обладнання стратегічних об'єктів системами радіомоніторингу та боротьби, така ж необхідність є в детальному проектуванні таких систем з урахуванням електромагнітної сумісності. Вплив на інші системи об'єкта повинен бути мінімізованим або відсутнім за такої можливості. Необхідно проводити розрахунки втрат сигналу в просторі, щоб розуміти силу сигналу, який приходить на інші елементи системи фізичного захисту такі, як наведено на рисунку.



Втрати в просторі на частоті 900 МГц.

Провівши ряд досліджень зі зразком засобу радіоелектронної боротьби на елементах захисту периметра, було виявлено вразливість одного з датчиків. Сейсмічний датчик видавав сигнал тривоги при електромагнітному впливі на нього сигналом потужністю всього в 0,32 мВт, тобто навіть слабке джерело електромагнітного випромінювання здатне збуджувати системи захисту.

1. World Health Organization (WHO). Electromagnetic Fields and Public Health: Exposure to Radiofrequency Fields. (Geneva: World Health Organization). https://www.who.int/news-room/questions-and-answers/item/radiation-electromagnetic-fields?utm_source=chatgpt.com
2. International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP). Guidelines for Limiting Exposure to Electromagnetic Fields (100 kHz to 300 GHz). Health Physics 118(5) (2020) 483. <https://doi.org/10.1097/HP.0000000000001210>
3. International Electrotechnical Commission (IEC). Electromagnetic Compatibility (EMC) – IEC 61000 Series. (Geneva: International Electrotechnical Commission). https://webstore.iec.ch/?Open&pubid=2612&utm_source=chatgpt.com
4. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). IEEE Std C95.1-2019: IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Electric, Magnetic, and Electromagnetic Fields, 0 Hz to 300 GHz (Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2019). <https://doi.org/10.1109/IEEESTD.2019.8859679>
5. U.S. Nuclear Regulatory Commission. Regulatory Guide 5.71, Revision 1: Cyber Security Programs for Nuclear Facilities (Washington, DC: U.S. Nuclear Regulatory Commission, 2023). (У частині захисту цифрових систем і впливу завад).
6. International Atomic Energy Agency (IAEA). Nuclear Security Recommendations on Physical Protection of Nuclear Material and Nuclear Facilities (INFCIRC/225/Revision 5). IAEA Nuclear Security Series No. 13 (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2011) 57 p.

ДОЗИМЕТРИЧНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ НА РЕАКТОРІ ВВЕР-1000 З МОДЕРНІЗОВАНОЮ ПРОГРАМОЮ ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ

О. В. Гриценко, В. М. Буканов, О. М. Пугач, В. Л. Дем'янін, В. В. Ількович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Однією з обов'язкових умов забезпечення надійної та безпечної експлуатації корпусу ВВЕР-1000 є контроль стану його металу протягом усього строку служби, включаючи понадпроектний. Основним джерелом інформації про зміну властивостей металу корпусу реактора в умовах експлуатації енергоблоків АЕС є програма зразків-свідків (ЗС). Штатна, згідно з прийнятою в [1] класифікацією, програма має низку суттєвих недоліків [2]. Один з них зумовлений великими градієнтами нейтронного потоку в місцях розташування ЗС та непродуманою конструкцією контейнерних збірок. Він проявляється в неможливості підібрати представницьку групу оригінальних зразків для випробувань.

З метою усунення зазначених недоліків для низки реакторів ВВЕР-1000 впроваджено модернізовану програму, відповідно до якої ЗС запаковано у пласкі контейнери та встановлено на штатні місця в труби вигородки таким чином, щоб площа кожного контейнера була орієнтована перпендикулярно до радіуса реактора.

Ще одним значним недоліком штатної програми ЗС є її дозиметрична частина, яка не дає змоги з достатньою точністю визначати умови опромінення зразків у реакторі. У більшості випадків цю проблему не було вирішено в модернізованій програмі. Тому прийнято рішення у таких випадках виконувати дозиметричні експерименти, тобто комплекси робіт з експериментального визначення характеристик поля нейтронів у місцях розташування ЗС. Отримані дані буде використано для валідації розрахункових моделей реакторів, підвищення достовірності результатів дозиметрії ЗС, уточнення строків вивантаження комплектів зразків для випробувань.

Наразі на одному з енергоблоків АЕС України тривають роботи з проведення такого експерименту. Обґрунтовано схему експерименту, на базі якої розроблено креслення та виготовлено три метрологічні контейнерні збірки з оптимальним набором нейтронно-активаційних детекторів, які буде розміщено в реактор на опромінення.

1. Типова програма контролю властивостей металу корпусів реакторів ВВЕР-1000 за зразками-свідками ПМ-Т.0.03.120-23 (Київ: ДП «НАЕК «Енергоатом». 2023) 39 с.
2. В.Н. Буканов и др. Ядерна та радіаційна безпека 2 (2000) 35.

**ВИЗНАЧЕННЯ ПРОГАЛИН І ПОШУК ШЛЯХІВ ВНЕСЕННЯ ЗМІН У ЗАКОНОДАВСТВО
УКРАЇНИ У СФЕРІ ВИКОРИСТАННЯ ЯДЕРНОЇ ЕНЕРГІЇ ДЛЯ СТВОРЕННЯ
НОРМАТИВНИХ УМОВ ІНТЕГРАЦІЇ ДИСТАНЦІЙНИХ ЗАСОБІВ КОНТРОЛЮ ДОСТУПУ
В СИСТЕМАХ ФІЗИЧНОГО ЗАХИСТУ ОБ'ЄКТІВ, ПРИЗНАЧЕНИХ ДЛЯ ПОВОДЖЕННЯ
З РАДІОАКТИВНИМИ ВІДХОДАМИ, ІНШИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ІОНІЗУЮЧОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ ПІД ЧАС ВОЄННОГО СТАНУ Й ОСОБЛИВОГО ПЕРІОДУ**

**С. С. Драпей, В. І. Гаврилюк, Б. В. Кайдик, О. О. Левіна, В. В. Пархоменко,
А. В. Самсоненко, І. А. Остапенко, Д. С. Фещенко**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Чинне законодавство України у сфері використання ядерної енергії та радіаційної безпеки не враховує специфіку воєнного стану й окупації. Основні закони [1–3] не регулюють поведження з радіоактивними відходами (РАВ) й іншими джерелами іонізуючого випромінювання (ДІВ) у кризових ситуаціях, а також не визначають особливості їхнього перевезення, переміщення, зберігання та захисту під час воєнних дій. Відсутні спеціальні норми щодо обов'язків державних органів, ліцензіатів у разі втрати контролю над об'єктами внаслідок окупації території.

Серед ключових проблем – відсутність процедур [4, 5] евакуації, перевезення, переміщення РАВ і ДІВ з територій, на яких відбуваються воєнні дії, деокупованих територій, сірої зони, прифронтових територій; відсутність механізмів примусового вивезення, чіткої відповідальності, фінансування таких заходів. Також не врегульовано доступ регулятора й міжнародних експертів до окупованих об'єктів і питання міжнародної координації. Окремо існують прогалини в кримінальній та адміністративній відповідальності за дії окупаційних адміністрацій щодо незаконного поведження та використання радіоактивних матеріалів.

Необхідно доповнити діюче законодавство нормами, що передбачають визначення спеціального режиму фізичного захисту радіоактивних об'єктів, РАВ і ДІВ в умовах воєнного стану й особливого періоду, включно з участю ЗСУ (відповідно до діючого законодавства), адаптацією процедур охорони й допуску. Важливим є також удосконалення правил перевезення в умовах війни, розвиток міжнародної координації (зокрема з МАГАТЕ) і створення ефективних механізмів реагування в разі втрати контролю чи окупації об'єктів.

1. Про використання ядерної енергії та радіаційну безпеку. Закон України від 8 лютого 1995 р. № 39/95-ВР. Відомості Верховної Ради України 12 (1995) ст. 81.
2. Про поведження з радіоактивними відходами. Закон України від 30 червня 1995 р. № 255/95-ВР. Відомості Верховної Ради України 27 (1995), ст. 198.
3. Про фізичний захист ядерних установок, ядерних матеріалів, радіоактивних відходів, інших джерел іонізуючого випромінювання. Закон України від 19 жовтня 2000 р. № 2064-III. Відомості Верховної Ради України 1 (2001) ст. 1.
4. Про затвердження Правил фізичного захисту ядерних установок та ядерних матеріалів: наказ Державного комітету ядерного регулювання України № 116 від 04.08.2006. Офіційний вісник України 39 (2006) 42 с.
5. Про затвердження Порядку проведення оцінки вразливості ядерних установок та ядерних матеріалів при їх перевезенні: наказ Державного комітету ядерного регулювання України № 169 від 30.11.2010. Офіційний вісник України 100 (2010) 165 с.

ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ЗАСТОСУВАННЯ ДИСТАНЦІЙНИХ ЗАСОБІВ КОНТРОЛЮ ДОСТУПУ ДЛЯ СХОВИЩ, ЗАХИСНИХ ТА ТРАНСПОРТНИХ КОНТЕЙНЕРІВ ДЖЕРЕЛ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В УМОВАХ ОСОБЛИВОГО ПЕРІОДУ

С. С. Драпей, В. І. Гаврилюк, Б. В. Кайдик, В. В. Пархоменко,
А. В. Самсоненко, І. А. Остапенко, Д. С. Фещенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У доповіді проаналізовано технічні характеристики дистанційних засобів контролю доступу (ДЗКД) та результати досліджень щодо їх застосування, а також розглянуто можливість інтеграції цих засобів як додаткових елементів систем фізичного захисту джерел іонізуючого випромінювання (ДІВ) і радіоактивних відходів (РАВ) під час їх зберігання та транспортування. Особливу увагу приділено роботі обладнання в складних умовах та умовах особливого стану, зокрема проаналізовано вплив фізичного руйнування інфраструктури, тривалих відключень електропостачання, деградації телекомунікаційних мереж, а також застосування засобів радіоелектронної боротьби на стабільність функціонування систем контролю доступу [1, 2].

Проаналізовано технічні можливості інтеграції автономних датчиків і систем дистанційної верифікації до існуючих систем фізичного захисту [3]. Обґрунтовано доцільність застосування стохастичних моделей для оцінювання надійності таких систем із використанням довірчих інтервалів, що забезпечує можливість прогнозування їхньої стійкості до зовнішніх впливів, зокрема кібератак, засобів радіоелектронної боротьби та механічних пошкоджень.

Дослідження є спробою комплексної оцінки ризиків у сфері фізичної ядерної безпеки України. Отримані результати можуть бути початковим етапом для впровадження ризик-орієнтованого підходу до визначення пріоритетів у розробці заходів і систем фізичного захисту. Це створює умови для ефективного управління ризиками та раціонального розподілу ресурсів (людських, фінансових тощо) між установами, що відповідають за забезпечення ядерної безпеки.

У класичних розрахунках за методиками, відповідно до Наказу Державної інспекції ядерного регулювання (Держатомрегулювання) України № 169 від 30.11.2010 року «Про затвердження Порядку проведення оцінки вразливості ядерних установок та ядерних матеріалів», для визначення величини ризиків від загроз, застосовується формула:

$$R = P_A (1 - P_N) C$$

де R – величина ризику, P_A – ймовірність нападу, P_N – ймовірність нейтралізації правопорушників, визначених у конкретних сценаріях, C – нормувальний коефіцієнт [4].

Однак наказ Держатомрегулювання України не враховує ризиків, що виникають в умовах особливого періоду, зокрема у прифронтових зонах і на тимчасово окупованих територіях, а саме:

- втрату контролю над об'єктом або контейнерами з ДІВ/РАВ;
- можливість несанкціонованого вилучення або пошкодження ДІВ;
- відсутність гарантованого реагування на загрозу.

Існуючі нормативи передбачають, що залишення джерел без охорони є неприпустимим, однак у реальних умовах це може бути неминучим. Таким чином, виникає потреба в альтернативних засобах моніторингу і дистанційного управління безпекою. Відповідно для об'єктів без постійної присутності персоналу, електронна пломба стає основним (а іноді єдиним) засобом сповіщення.

Розглядаються підходи до вдосконалення методик оцінки ризиків шляхом впровадження корегувальних коефіцієнтів, до складових визначення рівня ризиків, які враховують ситуаційну нестабільність та технічну деградацію компонентів захисту. Коригувальні коефіцієнти безпосередньо стосуються складника P_N , який має враховувати такі параметри та додаткові коригувальні коефіцієнти: імовірність виявлення дистанційних засобів контролю доступу (ДЗКД), імовірність верифікації сигналу тривоги, імовірність передавання сигналу тривоги, коефіцієнт глушіння каналів зв'язку та імовірність відмови акумуляторного джерела живлення.

Відповідно використання адаптивних сценаріїв реагування та стійких до перешкод ДЗКД дасть змогу підтримувати базовий рівень безпеки навіть за умов відсутності персоналу на об'єкті на прийнятному рівні ризику, а безпосередній рівень ризику знизити на 50–70 %.

Результати дослідження створюють науково-технічне підґрунтя для модернізації нормативно-технічної бази України в умовах воєнного стану та інших надзвичайних викликів.

1. Про критичну інфраструктуру. Закон України від 16 листопада 2021 р. № 1882-IX. Відомості Верховної Ради України 5 (2023) ст. 13.
2. Про фізичний захист ядерних установок, ядерних матеріалів, радіоактивних відходів, інших джерел іонізуючого випромінювання. Закон України від 19 жовтня 2000 р. № 2064-III. Відомості Верховної Ради України 1 (2001) ст. 1.
3. Про затвердження Правил фізичного захисту ядерних установок та ядерних матеріалів: наказ Державного комітету ядерного регулювання України № 116 від 04.08.2006. Офіційний вісник України 39 (2006) 42 с.
4. Про затвердження Порядку проведення оцінки вразливості ядерних установок та ядерних матеріалів при їх перевезенні: наказ Державного комітету ядерного регулювання України № 169 від 30.11.2010. Офіційний вісник України 100 (2010) 165 с.

ПРОГРАМА ВІЗУАЛІЗАЦІЇ ТА АНАЛІЗУ АПАРАТУРНИХ СПЕКТРІВ ДЕТЕКТОРІВ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

М. О. Іконніков, О. А Безшийко, Л. О. Голінка-Безшийко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, Київ, Україна

Апаратурні спектри детекторів іонізуючого випромінювання використовуються для визначення енергетичних та інтенсивнісних характеристик зареєстрованих квантів. Їхня інтерпретація залежить від функції відгуку детектора, енергетичної роздільної здатності, статистики імпульсів і коректності подальшої чисельної обробки [1]. Тому актуальною є розробка програмного засобу, який поєднає візуалізацію спектра, пошук піків, виділення областей інтересу (ROI) та збереження результатів аналізу.

Метою роботи є створення програми SpectrumLab для візуалізації та аналізу апаратурних спектрів детекторів іонізуючого випромінювання. Програма забезпечує імпорту спектральних файлів, вибір осей у каналах або енергії, попередню обробку даних, автоматичний пошук кандидатів піків, ручне уточнення ROI, енергетичне калібрування та формування таблиць результатів. Такий набір операцій відповідає типовому циклу спектрометричної обробки, що використовується у спеціалізованих пакетах і прикладних задачах неруйнівного аналізу [2, 3].

Алгоритмічна частина побудована як послідовний конвеєр. Після завантаження спектра виконується перевірка даних, згладжування, оцінювання базової лінії та побудова спектра без фону (рис. 1). Первинний пошук піків реалізовано з використанням аналізу другої похідної [4]. Далі для кожного кандидата формується ROI, оцінюється локальний фон, площа піка, ширина та статистичні показники якості.

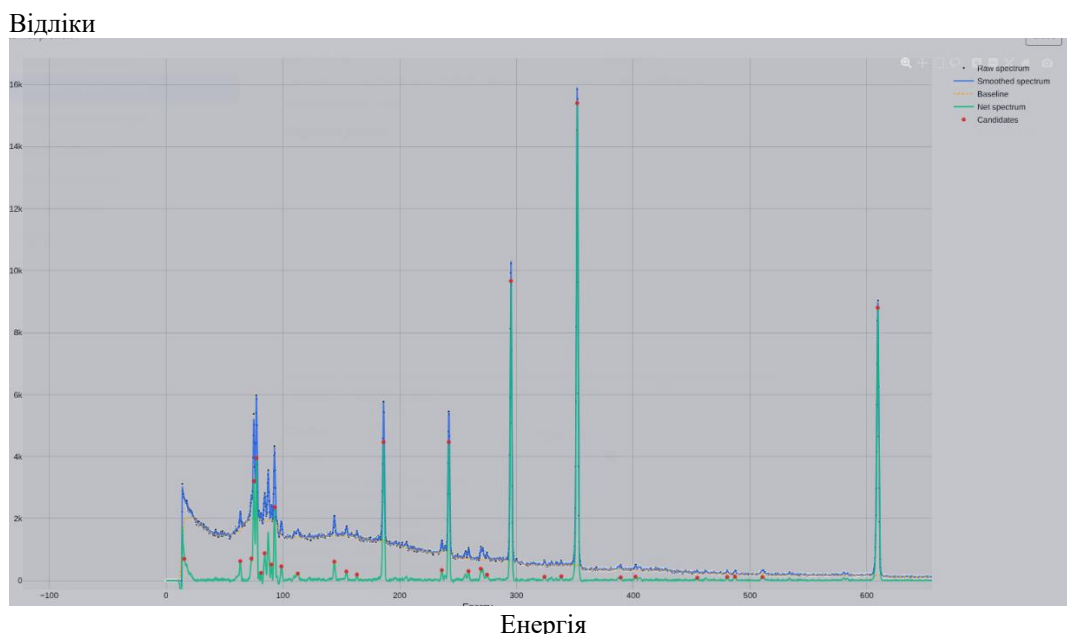


Рис. 1. Велике зображення спектра.

Енергетичне калібрування виконується за вибраними реперними лініями і задає перехід від номера каналу до енергії (рис. 2). Після калібрування результати ROI-аналізу можуть містити не лише координату максимуму в каналах, а й енергію піка, площу, параметри фону та похибки. Табличне представлення результатів спрощує порівняння піків, контроль відкинутих кандидатів і подальше використання даних у звітах (рис. 3).

Розроблений засіб має практичне значення для навчальних лабораторних робіт і попередньої обробки експериментальних спектрів. Він дає змогу виконувати повний базовий цикл аналізу (що є великою перевагою програми): від перегляду спектра до отримання числових характеристик піків і калібрувальної залежності. Подальший розвиток програми доцільно пов'язати з розширенням бібліотеки γ -ліній, удосконаленням критеріїв відбору піків та перевіркою алгоритмів на спектрах різних типів детекторів.

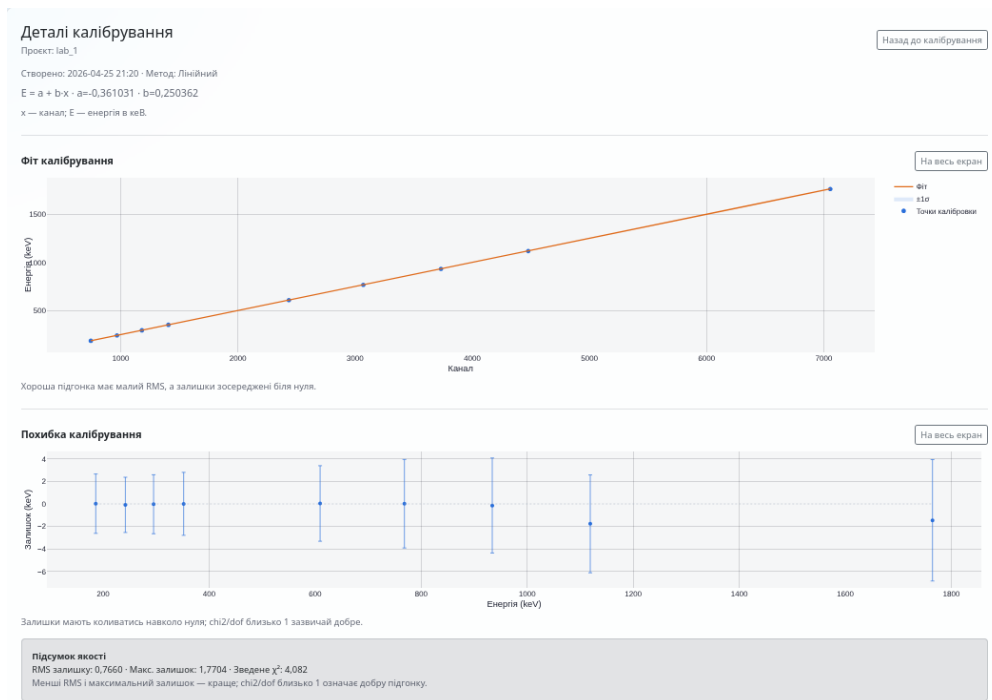


Рис. 2. Сторінка результату калібрування.

Фільтри кандидатів
Необов'язкові пороги, що приховують шумні або нереалістичні піки.

Мін. висота: 0.0
Мін. SNR:
Мін. FWHM meas:
Макс. FWHM meas:
Мін. FWHM фіту:
Макс. FWHM фіту:
Мін. FWHM фіту / FWHM exp: 0,5
Макс. FWHM фіту / FWHM exp: 5.0
Макс. напівширина ROI (xFWHM):
Макс. $\delta\text{FWHM}/\text{FWHM}$: 0,3
Макс. $\delta S/S$: 0,5

Тест базлайнів Зберегти таблицю спектра (CSV) Зберегти таблицю піків (CSV) Запустити Auto-ROI

Кандидатні піки
Надішліть кандидата в ручний ROI для фінальної підгонки. Вибрати все Зберегти вибрані результати ROI Показати всіх кандидатів
Відхилені піки показують примітку постфільтра.
Будуть збережені лише позначені кандидати з видимої таблиці.

#	Канал	Енергія (keV)	Висота	FWHM очік. (keV)	FWHM підгон. (keV)	Асиметрія	Ексцес	Значущість	χ^2/ndf	pb	rw	співвідн.	Площа (фіт)	ROI
☐ 1	63,75 ± 0,03	15,599 ± 0,008	1759,68	1,250	1,991 ± 0,012	0,0521	-1,2028	-54,21	557,433	0,62	1,39		29327,14 ± 218,29	48,00-68,
☐ 2	255,29 ± 0,13	63,554 ± 0,034	569,56	1,250	1,166 ± 0,100	-0,1050	-1,1402	-21,35	0,815	0,92	0,35		2716,94 ± 283,38	244,00-26

Рис. 3. Фільтри та таблиця результатів автоматичного пошуку піків.

- О.А. Безшийко. *Методи реєстрації іонізуючого випромінювання: Конспект лекцій* (Київ, 2006) 171 с.
- Genie 2000 Spectroscopy Software. Customization Tools Manual (Canberra Industries, Inc., 2004) 540 p.
- D. Reilly et al. Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. NUREG/CR-5550 (Washington: U.S. Nuclear Regulatory Commission, 1991) 723 p.
- О.А. Безшийко, Л.О. Голінка-Безшийко, І.М. Каденко. Методичні рекомендації до лабораторного практикуму з курсу «Фізика детекторних систем» (Київ, 2021) 60 с.

PRELIMINARY RESULTS OF SIMULATING SELECTED ACCIDENTS PROGRESSION FOR LDR LITE SMALL DISTRICT HEATING REACTOR WITH AC² COMPUTER CODE

A. Krushynskyi, S. Sholomitsky, A. Berezhnyi

Limited Liability Company “Analytical Research Bureau for NPP Safety”, Kyiv, Ukraine

The assessment has been conducted as part of the “Pilot study with the LDR-50 district heating reactor” [1] task of the Project “Ensuring Assessment of Safety Innovations for SMR” (EASI-SMR)*. The objective of the study is to analyze the transient response of the LDR Lite (Low-temperature District heating Reactor) to selected accidents through comparison of the simulations conducted by several participating partner organizations with application of different lumped parameter computer codes. This conference presentation discusses preliminary results of the containment model development and pilot calculations with the COCOSYS simulation code of the AC² code package (GRS, Germany, [2]).

LDR Lite is the public version of the LDR-50 design of the small modular reactor (SMR) intended for low-temperature district heat production [3, 4]. The integrated design of this SMR, utilizing conventional pressurized water reactor technology, features the reactor vessel (RPV) that encapsulates the entire primary circuit (Fig. 1, *right side*). There are no reactor coolant pumps, as the primary coolant flow is driven by natural circulation, and there is no conventional pressurizer: instead, the reactor is pressurized with nitrogen, and the nitrogen bubble at the upper part of the RPV provides for self-pressurization. Heat is transferred to the secondary circuit through the set of primary heat exchangers embedded in the RPV, and then to the district heating network through the secondary heat exchanger(s). The RPV is enclosed in the containment, partially filled with water, which is submerged in the water pool.

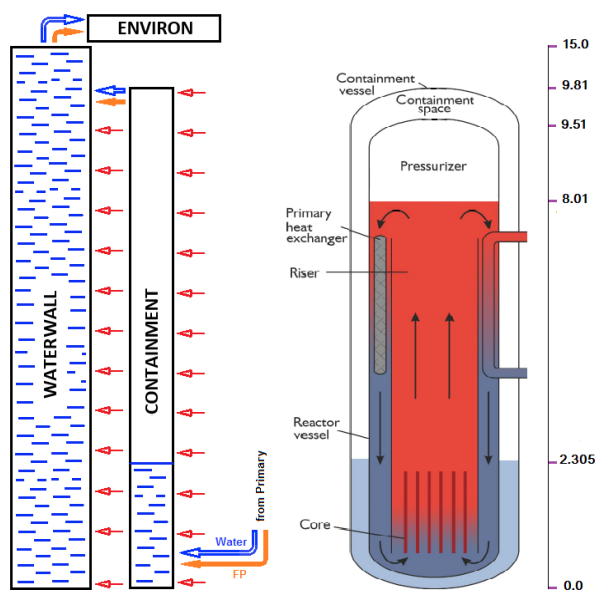


Fig. 1. Schematics of LDR Lite module and modeling approach.

The scope of analysis has included simulation of the LDR Lite containment response to the two selected accidents: small break loss of coolant accident (LOCA) and station blackout (SBO). The containment model has been developed with the COCOSYS code, following the modeling approach illustrated in Fig. 1 (*left side*). The model allows to simulate transfer of the heat generated in the reactor vessel and/or injected into the containment through the break to the water in the pool surrounding the containment. It is also capable of simulating transportation and distribution of the fission products released from the reactor.

Mass and energy releases to the containment for both accidents have been calculated by the project partners (Ukrainian company Energorisk) with the ATHLET code of the AC² code package as a separate activity, and included in the COCOSYS model as the boundary conditions (details on the results of ATHLET simulations are provided in [1]).

* EASI-SMR research and development project is co-funded by the European Union under the Grant Agreement No. 101164810. Views and opinions expressed are, however, those of the authors only and do not necessarily reflect those of the European Union or the European Atomic Energy Community ('EC-Euratom'). Neither the European Union nor the granting authority can be held responsible for them.

The COCOSYS calculations have revealed good performance of the LDR Lite containment and its capability to perform the intended function of the passive decay heat removal system under both selected accidents. Fig. 2 illustrates the containment pressure build-up under the small break LOCA.

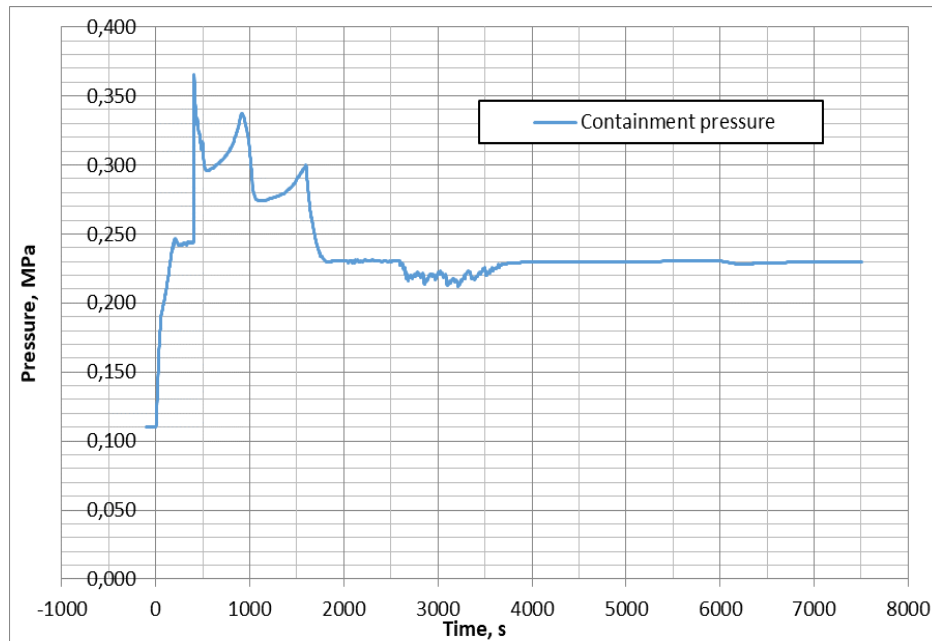


Fig. 2. Containment pressure, small break LOCA.

Coolant release from the reactor system has led to a relatively prompt increase in the containment pressure during the initial stage of the accident. In less than 10 min, the pressure has reached its peak value. At this stage, the mass and energy release to the break has decreased, being much smaller than the heat transfer through the containment wall to the water pool. As a result, the pressure and temperature in the containment start to decrease and stabilize at approximately half of the peak value after 30 min of the transient.

Conclusions and next steps

The simulation model of the LDR Lite small district heating reactor containment has been developed with the COCOSYS code of the AC² code package and applied for preliminary calculations of the small break LOCA and SBO accidents. Simulations have confirmed the capability of the LDR Lite design to ensure efficient cooling of the reactor and containment in the passive decay heat removal mode. Also, the capability of the model to simulate the accident progression and key phenomena occurring in the LDR Lite containment has been demonstrated. Further plans include benchmarking of the calculation results with the analyses being conducted by other participants of the EASI-SMR project with other computer codes and models (to be published in [1]). It is also envisaged to perform analysis of the load-follow scenarios, which are of special interest for the district heating reactor, since demand for load-following operation is essential for reactors operating in district heating networks.

1. Euratom R&D Project. Ensuring Assessment of Safety Innovations for SMR. Deliverable D1.12: Pilot Study with the LDR-50 District Heating Reactor. To be issued.
2. H. Wolff, N. Reinke, C. Spengler. COCOSYS 3.1: Short Description. Revision 3. Garching, Germany: GRS – Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit gGmbH, June 2022.
3. R. Komu, R. Tuominen, V. Valtavirta. LDR Lite Benchmark Specification. LDR Design Document LDR-PUB-VTT-10002-R4 (Espoo, Finland: VTT Technical Research Centre of Finland Ltd., 2025).
4. Nuclear Cogeneration for Climate Change Mitigation and Sustainable Development Goals. IAEA-TECDOC-2056 (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2024) 112 p.

ОПЕРАТИВНЕ ВИЗНАЧЕННЯ ПОТУЖНОСТІ ЗАЛИШКОВОГО ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ ОПРОМІНЕНОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА СПРОЩЕНИМИ МЕТОДАМИ: ПЕРЕВАГИ ТА ОБМЕЖЕННЯ

С. П. Ладан^{1,2}, В. І. Борисенко^{1,2}

¹ Київський Академічний Університет, Київ, Україна

² Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

На сьогодні залишкове енерговиділення (ЗЕ) опроміненого ядерного палива енергетичних реакторів визначається переважно розрахунковими методами. В Україні чинним нормативним документом для оцінки ЗЕ є СОУ НАЕК 099:2023 [1]. Як було продемонстровано в попередніх дослідженнях автора та співавторів, використані у зазначеному стандарті спрощення, зокрема нехтування впливом питомої потужності палива під час експлуатації та історії його навантаження, можуть призводити до суттєвих розбіжностей у результатах розрахунків [2, 3]. Водночас для задач оперативного контролю опроміненого ядерного палива критично важливим є забезпечення достатньої точності та швидкості визначення ЗЕ, що обмежує можливість застосування ресурсомістких методів комп'ютерного моделювання, зокрема з використанням пакета SCALE [4].

Як об'єкт дослідження було обрано тепловидільну збірку (ТВЗ) з початковим збагаченням 4,4 %, вигоранням 52 МВт·д/кг U та питомою потужністю 40 МВт/т U.

Розрахунки ЗЕ відповідно до стандартів ISO 10645 виконувалися з урахуванням усіх складових та їхнього внеску у сумарне значення ЗЕ [5].

У даній роботі розглянуто один з найбільш сучасних «спрощених» методів розрахунку – відповідно до ISO 10645 в останніх редакціях та порівняння з комплексним методом розрахунків за допомогою інструментарію SCALE.

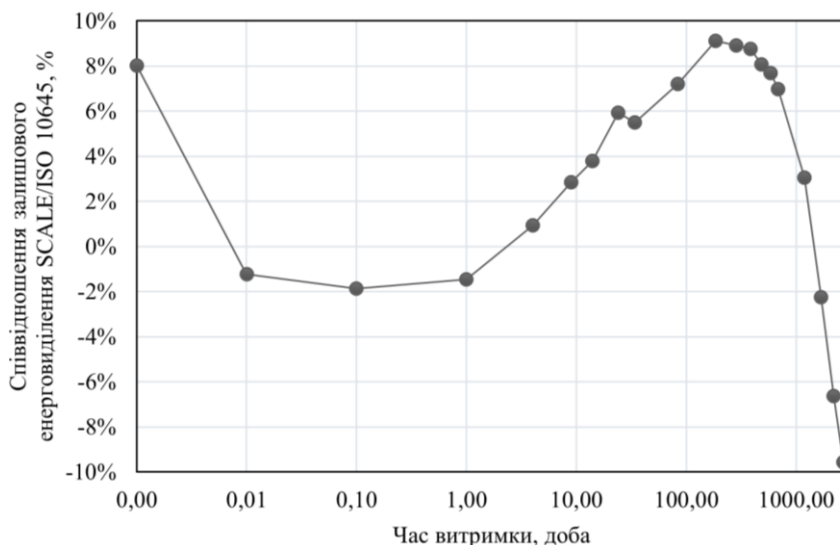
Сумарне ЗЕ після часу t від зупинки, якому передувало навантаження протягом часу T , розраховується:

$$P_N(t, T) = P_S(t, T) + P_B(t, T) + P_A(t, T) + P_{Cs}(t, T) + P_E(t, T),$$

де, P_S – потужність ЗЕ продуктів поділу (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu); P_B – внесок ^{239}U , ^{239}Np ; P_A – внесок інших нуклідів (актиноїдів); P_{Cs} – внесок ^{134}Cs ; P_E – потужність ЗЕ захоплення нейтронів іншими продуктами поділу; T, T_k – час опромінення повний та час опромінення протягом інтервалу k відповідно; t – час після зупинки опромінення; t_k – час від моменту закінчення часу роботи на потужності T_k .

Моделювання здійснювалося з використанням мови програмування Python та бібліотек SciPy, NumPy і Matplotlib. Вихідні дані щодо часток внеску окремих нуклідів визначалися за допомогою інтерполяційних функцій на основі даних, наведених у роботі R. W. Mills [6].

На рисунку відображено порівняння розрахунків ЗЕ, отриманих в коді SCALE, та відповідно до [5].



Порівняння розрахунків потужності ЗЕ опроміненого ядерного палива методами SCALE та ISO 10645 для ТВЗ з початковим збагачення 4,4 % до вигорання 52 МВт·д/кг U на питомій потужності 40 МВт/т U.

У роботі підтверджено, що спрощені методи розрахунку ЗЕ опроміненого ядерного палива відповідно до [5], можуть бути використані для більш точного оперативного розрахунку порівняно з актуальним на сьогоднішні СОУ НАЕК 099:2023, який не враховує питому потужність та історію навантаження ядерного палива.

Для періодів до 30 діб після опромінення ядерного палива вагомий вклад в потужність ЗЕ дають ізотопи ^{239}U та ^{239}Np .

Для часових інтервалів понад 200 діб суттєвий внесок у залишкове енерговиділення забезпечує вклад ^{134}Cs та інших актиноїдів (крім ^{239}U та ^{239}Np).

Отримані результати свідчать про можливість застосування моделей ISO 10645 у системах внутрішньореакторного контролю для оперативного визначення ЗЕ. Перевагами такого підходу є скорочення часу підготовки вихідних даних та виконання розрахунків, а також відсутність необхідності використання надмірно деталізованих характеристик конкретної ТВЗ та умов її експлуатації. Для реалізації розрахунків достатньо параметрів, що вже контролюються системами внутрішньореакторного контролю, зокрема початкового збагачення, режиму навантаження.

1. СОУ НАЕК 099:2023 Поводження з ядерним паливом. Радіаційні характеристики і залишкове енерговиділення відпрацьованих тепловидільних збірок ВВЕР-1000.
2. В.І. Борисенко, В.В. Горанчук, М.С. Юров. Ядерна енергетика та довкілля 2(26) (2023) 3.
3. С.П. Ладан, В.І. Борисенко. Ядерна енергетика та довкілля 2(33) (2025) 45.
4. Oak Ridge National Laboratory. SCALE Code System: Official Website. Oak Ridge, TN, USA: Oak Ridge National Laboratory. <https://scale.ornl.gov/>
5. International Organization for Standardization. ISO 10645:2022. Nuclear Energy – Light Water Reactors – Decay Heat Power in Non-Recycled Nuclear Fuels (Geneva, Switzerland: International Organization for Standardization (ISO), 2022).
6. R.W. Mills et al. Nucl. Eng. Technol. 52 (2020) 2130.

CONCEPT OF SMALL MODULAR REACTORS BASED ON HTGR FOR UKRAINE

M. P. Odeychuk¹, I. E. Anokhin², V. I. Tkachenko¹, A. M. Odeychuk¹

¹ National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

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

At the current stage of the analysis of the selection of concepts for small modular reactors (SMR) in Ukraine, among modern concepts for nuclear power systems, the concepts of advanced water-water reactors have been selected: Holtec SMR-160 / SMR-300, NuScale VOYGR, Westinghouse AP300. These concepts are characterized by an average efficiency of 32–33%, which corresponds to the level of modern thermal power plants. Since gaining independence, Ukraine has not established domestic production of either core components for the water-cooled water-moderated reactors operating in the country or reactor vessels and other nuclear power plant infrastructure. The only significant achievement in recent decades has been the development of fuel assemblies and absorbing elements for VVER-1000 at the National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology" (NSC KIPT). Therefore, if water-cooled SMRs are selected, their deployment at future nuclear power plant sites in Ukraine will rely entirely on Western technologies and designs.

Of the concepts considered, only the high-temperature gas-cooled reactor (HTGR) concept, including the VTRG design as a Generation IV SMR technology, remained. This concept has been developed at the NSC KIPT over many years. This is a little-known fact, but the results of the development (core components – TRISO fuel, spherical fuel elements, spherical absorber elements, nuclear-pure graphite GSP, structural elements based on CCCM, technological small-scale processes for their manufacture and industrial units, reactor test results [1, 2]) were many years ahead of the level of foreign developments. This can form the basis for the implementation of the latest SMR concepts based on HTGR in Ukraine. It is important to emphasize that HTGR-based nuclear systems achieve a thermal efficiency of 50–52 %. Depending on the coolant temperature, the fuel reload interval is more than 8 years under normal operating conditions (at 750 °C) and 25–30 years at a coolant temperature of 500 °C. These reactors are cooled by inert helium gas, which enhances their operational safety and makes them particularly well suited for autonomous operation, including underground installation, directly at industrial facilities.

The presented research was carried out with the financial support of the basic program "Informative order of the NAS of Ukraine for conducting scientific research in nuclear science and technology of the National Scientific Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology" for 2021–2025" on the topic "Research and development of resource-saving devices and processes for creating and improving the properties of innovative functional materials for renewable, unconventional and nuclear energy of the new generation", topic code III-1-16 (SPE RESST), state registration number 0121U107860.

1. M.P. Odeychuk et al. The current state of the HTGR core component fabrication technologies in Ukraine and some properties of materials and products. In: *Status and Prospects for Gas Cooled Reactor Fuels*. IAEA-TECDOC-CD-1614 (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2009) p. 29.
2. M.P. Odeychuk. Reactor tests and post-irradiation investigations of HTGR core fuels and components. In: *In-pile Testing and Instrumentation for Development of Generation-IV Fuels and Materials*. IAEA-TECDOC-CD-1726 (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2013) p. 183.

РІДКІ РАДІОАКТИВНІ ВІДХОДИ В ОБ'ЄКТІ «УКРИТТЯ» В УМОВАХ ЕКСПЛУАТАЦІЇ НОВОГО БЕЗПЕЧНОГО КОНФАЙНМЕНТА

О. О. Одінцов, В. Е. Хан, П. В. Сабенін, Л. А. Паламар

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Україна

Встановлення арки нового безпечного конфайнмента (НБК) у проєктне положення зумовило зміни режиму надходження атмосферної води в приміщення об'єкта «Укриття» (ОУ). У першу чергу було припинено надходження атмосферних опадів у вигляді дощу в літні періоди та снігу взимку і відповідно талої води навесні. Змінилися умови температурного режиму і вентиляції приміщень ОУ. Це призвело до значних змін умов утворень та існування неорганізованих скупчень рідких радіоактивних відходів (РРВ) у приміщеннях комплексу НБК-ОУ. До встановлення арки НБК у проєктне положення основними джерелами надходження води до ОУ були атмосферні опади, конденсаційна волога та технологічні розчини, які надходили до підпокрівельного простору ОУ під час виконання робіт із пилопригнічення [1–3]. До встановлення арки НБК у проєктне положення і герметизації контуру НБК у приміщеннях ОУ на позначках нижче +12,5 м постійно знаходилося, залежно від сезону, 330–350 м³ РРВ. Основна кількість РРВ приблизно 270 м³ була локалізована у приміщенні 001/3 на відмітці –2,60 м допоміжних систем реакторного відділення. У приміщеннях басейна-барботера на позначках –0,65 і –2,20 м постійно знаходилося 40–50 м³ РРВ [3].

Дослідження динаміки зміни об'ємів РРВ у приміщеннях на нижніх позначках ОУ, а також ядерних і радіаційних характеристик РРВ є необхідним для прогнозування поведінки паливовмісних і конструкційних матеріалів усередині ОУ. Аналіз концентрацій макрокомпонентів і питомої активності радіонуклідів дає змогу обрати найбільш оптимальну технологію поводження з РРВ.

Мета даної роботи – дослідження змін об'ємів, макрокомпонентного складу, ядерних і радіаційних характеристик РРВ у приміщеннях на нижніх позначках НБК-ОУ в умовах експлуатації НБК за період 2016–2025 рр.

Наведено результати експериментальних досліджень стану і радіаційних характеристик РРВ локалізованих у приміщеннях на нижніх позначках об'єкта «Укриття» після дев'яти років експлуатації НБК. За період листопад 2016–грудень 2025 рр. у приміщеннях на відмітці –0,65: 009/4, 013/2, 014/2, 017/2, 012/5-8 (південна частина), у приміщеннях на відмітці 2,20 012/13-16 і в приміщеннях на відмітці 6,00 210/5–7 вода висохла повністю. Станом на грудень 2025 р. у приміщеннях 001/3 і 012/6-8 ОУ знаходиться приблизно 225 м³ середньо активних РРВ. Зменшення об'ємів РРВ відбувається за рахунок випарування води в осіннього-зимові сезони і не компенсується утворенням конденсаційної вологи в літні періоди. Швидкість зменшення об'ємів РРВ у приміщеннях 012/6 (із січня 2023 р. до грудня 2025 р.) і 001/3 (з листопада 2020 р. до грудня 2025 р.) наведено на рис. 1.

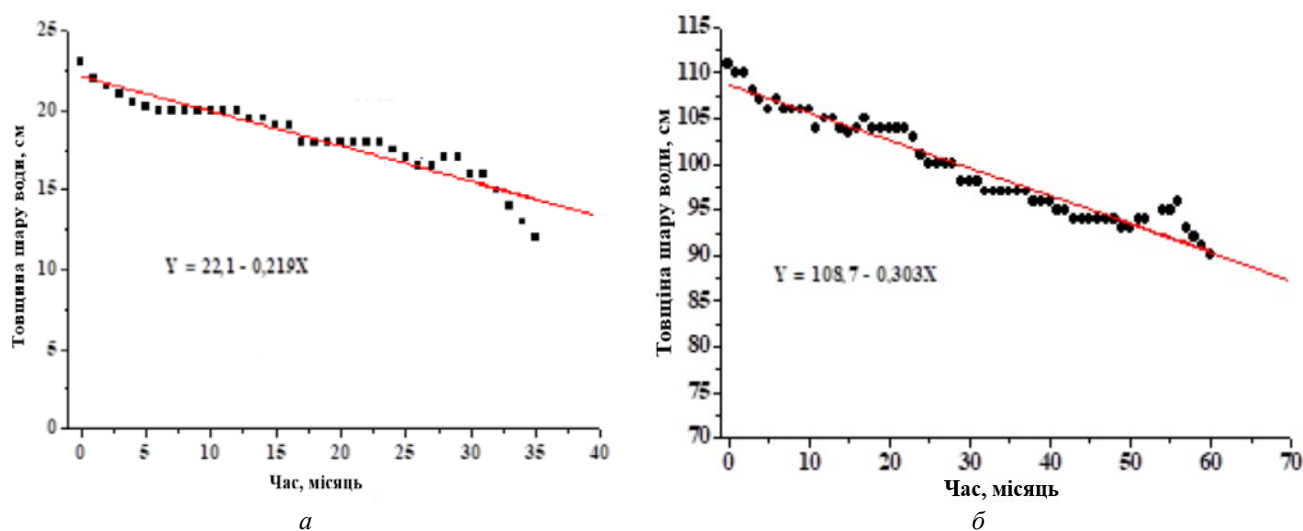


Рис. 1. Динаміка зменшення глибини скупчень РРВ у приміщеннях комплексу НБК-ОУ
а – приміщення 012/6, б – приміщення 001/3.

Як видно на рис. 1, *а* зменшення товщини шару РРВ у приміщенні 012/6 за рахунок випаровування в кінці 2025 р. значно прискорилося.

Наведено дані регулярного моніторингу вмісту урану, макрокомпонентів та радіонуклідів у РРВ у приміщеннях на нижніх позначках НБК-ОУ. За результатами хімічного аналізу РРВ ОУ є лужними гідро-карбонатними розчинами з водневим показником рН 9,0–9,5. У результаті випаровування води концентрації макрокомпонентів і урану, а також об'ємні активності радіонуклідів ^{90}Sr , ^{137}Cs , $^{238,239,240}\text{Pu}$ і ^{241}Am в РРВ об'єкта «Укриття» значно збільшувалися. Концентрація урану в РРВ приміщень 001/3 і 012/6 становить 6 і 50 г/м³ відповідно. Ізотопний склад урану становить: ^{234}U – 0,0154 %, ^{235}U – 1,05 %, ^{236}U – 0,182 %, ^{238}U – 98,75 %. Об'ємні активності радіонуклідів у РРВ об'єкта «Укриття» становлять: ^{90}Sr – $n \cdot 10^9$, ^{137}Cs – $n \cdot 10^{10}$, ^{154}Eu – $n \cdot 10^6$, $^{239+240}\text{Pu}$ – $n \cdot 10^6$, ^{241}Am – $n \cdot 10^7$ Бк/м³. На рис. 2 наведено динаміку зміни об'ємної активності радіонуклідів ^{137}Cs , ^{90}Sr , $^{239+240}\text{Pu}$ і ^{241}Am у РРВ приміщень 012/6 (рис. 2, *а*) та 001/3 (рис. 2, *б*) за період з листопада 2016 р. до грудня 2025 р. Об'ємна активність ^{90}Sr в РРВ у приміщенні 012/6 з серпня 2020 р. поступово почала зростати. У листопаді 2025 р. об'ємна активність ^{90}Sr становила $7,2 \cdot 10^9$ Бк/м³, що є найбільшим значенням починаючи з 2016 р. Як видно на рис. 2, *а*, лінія тренду показує тенденцію на поступове збільшення величини об'ємної активності ^{90}Sr . У 2025 р. об'ємна активність $^{239+240}\text{Pu}$ у РЗВ у приміщенні 001/3 коливалася в межах $(3,1\text{--}3,9) \cdot 10^5$ Бк/м³ при цьому об'ємна активність $^{239+240}\text{Pu}$ у РЗВ у приміщенні 012/6 зросла в 1,5 раза до $2,1 \cdot 10^6$ Бк/м³.

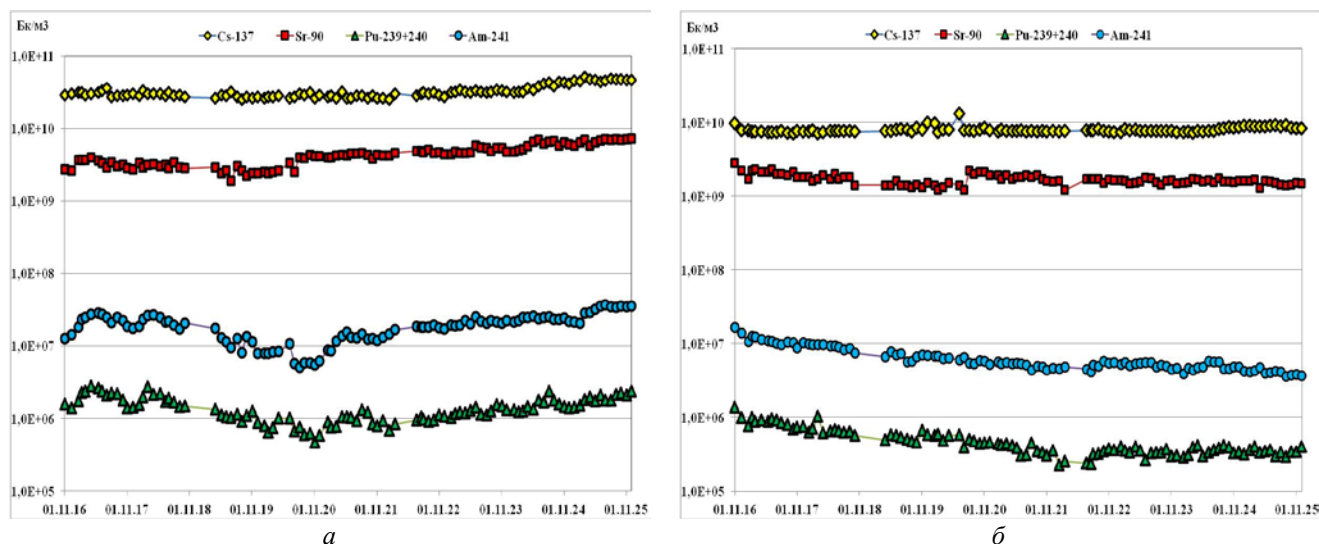


Рис. 2. Об'ємна активність радіонуклідів ^{137}Cs , ^{90}Sr , $^{239+240}\text{Pu}$ і ^{241}Am РРВ у приміщеннях комплексу НБК-ОУ:
а – приміщення 012/6, *б* – приміщення 001/3.

У РРВ у приміщенні 001/3 у 2025 р. об'ємна активність ^{241}Am зменшилася від $4,2 \cdot 10^6$ до $3,7 \cdot 10^6$ Бк/м³ (див. рис. 2, *б*). Як видно з рис. 2, *а*, в останні роки спостерігається тенденція до зростання об'ємної активності ^{241}Am у РРВ у приміщенні 012/6, що, ймовірно, пов'язано з випаровуванням води. У липні 2025 р. її значення досягло $3,7 \cdot 10^7$ Бк/м³, а загалом протягом 2025 р. збільшилося у 1,5 раза.

Внаслідок висихання радіоактивно забрудненої води на підлозі в приміщеннях на нижніх позначках НБК-ОУ утворилися високоактивні донні відкладення. Загальна площа донних відкладень у приміщеннях, де сталося висихання РРВ, становить 1100 м². Дисперсна фаза донних відкладень є джерелом утворення радіоактивного забруднення повітря в приміщеннях на нижніх позначках ОУ.

1. С.А. Богатов и др. Радиохимия 42 (2000) 276.
2. А.А. Одинцов и др. Радиохимия 51 (2009) 337.
3. О.О. Одинцов та ін. Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля 27 (2016) 43.

МОЖЛИВОСТІ ЗАСТОСУВАННЯ ГРАНИЧНИХ ФУНКЦІОНАЛІВ ВИПАДКОВИХ ПРОЦЕСІВ ДО ПРОБЛЕМ ЯДЕРНОЇ БЕЗПЕКИ

В. В. Рязанов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У посиланнях [1, 2] розглядаються різні граничні функціонали випадкових ризикових процесів: час першого проходження, екстремуми функцій, моменти повернення, надлишок перед руйнуванням, розподіл тривалості перебування процесу в нижній півплощині, час перебування процесу над рівнем u та ряд інших. Вони застосовуються до різних задач: дворівнева модель, броунівський рух та дифузія. Це загальні математичні функціонали. Тому їх застосування до будь-якої задачі практично необмежене. Ми розглядаємо потенційне застосування деяких із цих граничних функціоналів до питань безпеки атомних електростанцій.

У науковій літературі граничний функціонал часу першого проходження (FPT) широко застосовується до широкого кола фізичних, хімічних, біологічних, економічних та інших проблем. У ядерній безпеці функціонал FPT є одним з найпотужніших та математично найточніших засобів опису досягнення певного небезпечного порогу, наприклад, небезпечного рівня потужності. У роботах [3–5] показано, що для деяких типів реакторів (MSR – реакторів на розплавлених солях, HTGR – високотемпературних газоохолоджуваних реакторів, реакторів на пилоподібному паливі), а також для моделювання запуску реактора й аналізу аварійних ситуацій (зокрема руйнування активної зони) доцільно застосовувати опис методом спрямованої перколяції (DP). У системі, що описується спрямованою перколяцією, досягнення «небезпечного рівня» потужності Φ_{crit} , FPT у моделі DP є задачею першого досягнення порога розгалуженим процесом. Кількість нащадків кожного вузла (нейтрона) є випадковою величиною k із заданим розподілом імовірностей $P(k)$. Ймовірність $P(k)$ підпорядковується стабільному степеневому закону

$$P(k) \sim k^{-a} \quad (1)$$

для «ефективної кількості нащадків» – загальної кількості нейтронів, що утворюються в усіх наступних поколіннях однією «батьківською» частинкою за певних фізичних умов. У звичайному ВВЕР розподіл не є степеневим. Тип степеневому закону (1) виникає за умов сильної кореляції та анізотропії, характерних для спрямованої перколяції. Це можливо у трьох випадках: а). Критична точка (критична опалесценція). Тільки в самій точці $k_{\text{eff}} = 1$ (або в нескінченно малій околиці) розподіл довжин ланцюгів стає степеневим. б). Сильна просторова неоднорідність («скло Леві»). Якщо середовище складається з порожніх каналів і щільних паливних блоків (наприклад, зруйнована зона або конкретні експериментальні збірки). Нейтрон може пролетіти величезну відстань без зіткнень («політ Леві»). У такому середовищі «нащадки» народжуються не як компактна хмара, а як фрактальна структура. в). Мала кількість нейтронів (статистика малих зразків). В умовах запуску, коли активна зона містить лише кілька сотень нейтронів, усереднення неефективне. Дослідження (наприклад, у [3–5]) показують, що за цих умов динаміка більше схожа на спрямовану перколяцію, ніж на дифузію. У класичному гаусовому випадку розподіл порогового часу характеризується розподілом з вузьким піком навколо середнього значення. Ймовірність того, що реактор працює занадто швидко, експоненціально мала. Для моделі DP з $a = 2$, через прольоти Леві та кластеризацію нейтронів, розподіл FPT набуває важкого хвоста в області короткого часу. Існує ненульова та значна ймовірність того, що система досягне небезпечної межі у багато разів швидше, ніж передбачає середнє значення. Це називається «ефектом раннього запалювання» або статистичним розбігом. Для функції розподілу виду (1) для кількості нащадків або довжин стрибків зі степеневим хвостом виду k^{-a} ($a \approx 2$), характеристична функція $\Phi(t) = E(e^{itX})$ для степеневих хвостів має неаналітичну форму в нулі: $\ln \Phi(t) \sim -|t|^a$. Ця структура $\ln \Phi(t)$ відповідає представленню Леві–Хінчина для стійких розподілів. При переході до неперервної границі (диференціального рівняння) на макроскопічному рівні цей член $|t|^a$ перетворюється на дробову похідну відносно простору або часу.

Значення $a = 2$ є «вододілом» для статистичних моментів. Якщо $a \leq 2$, то математичне сподівання (середня кількість нащадків) $\langle k \rangle$ розходиться (прагне до нескінченності для нескінченного розміру системи). Якщо $2 < a \leq 3$, то середнє значення скінченне, але другий момент $\langle k^2 \rangle$ розходиться. Якщо

$a > 3$, то і середнє значення, і дисперсія скінченні. Коли дисперсія скінченна ($a > 3$), класична центральна гранична теорема застосовується до суми таких величин, і поведінка системи стає «стандартною» в багатьох відношеннях. Для $a > 3$ (коли дисперсія скінченна) випадкове блукання через багато кроків описується звичайним рівнянням дифузії (нормальним розподілом координат). Для $a < 3$ (включаючи випадок $a = 2$) відбуваються прольоти Леві. Застосування функціоналів FPT до моделей спрямованої перколяції дає змогу оцінити ймовірність «миттєвих» локальних вигорань, оцінити достатність швидкості реагування систем захисту та врахувати стохастичний характер запуску, який ігнорується детермінованими кодами (такими як KORSAR або RELAP). Стаття [1] зміщує фокус з простих середніх значень на повну статистику граничних функціоналів стохастичних процесів, до яких належить FPT [1]. У цій статті розглядається FPT. Однак, у [1] також виводиться ряд інших граничних функціоналів, які не менш значущі для безпеки АЕС. Для процесів, що описуються стабільними законами Леві (індекс $\alpha = a - 1 \approx 1$), щільність ймовірності часу першого досягнення порогу L має асимптотику:

$$P(t_{\text{FPT}}) \sim t^{-(1+\alpha/z)}, \quad (2)$$

де z – динамічний критичний індекс спрямованої перколяції. Середній час до досягнення порогу $\langle t_{\text{FPT}} \rangle$ може формально розходитися або мати величезну дисперсію. Отже, «середній час до відмови» не матиме значення для безпеки, оскільки фактичний розкид часу досягнення критичного рівня охоплює кілька порядків величини.

Як це можна застосувати до оцінки безпеки ВВЕР. Під час аналізу запуску або роботи реактора на мінімальному рівні керування (МПК) функціональність FPT використовується для вирішення трьох проблем: а). Коригування заданих значень аварійного захисту (ЕР). Задане значення періоду (швидкості зростання) має бути налаштоване таким чином, щоб «відсікати» швидкі піки з хвоста розподілу FPT, але не викликати хибних тривог через нормальний статистичний шум. б). Час простою обладнання. Якщо розподіл FPT має сильний хвіст в області малих часів, існує ризик того, що час розгону системи буде меншим за час реагування захисту (час опускання стрижня + логічний час системи управління інформацією (ІСУ)). в). Імовірнісний аналіз безпеки (ІАБ). Замість одного сценарію аварії будується розподіл FPT. Безпека вважається забезпеченою, якщо інтеграл ймовірності $P(t_{\text{FPT}} < t_{\text{action}})$ незначний (де t_{action} – час реагування системи).

Застосування інших функціоналів зі статті [1]. Окрім максимуму, у статті також розглядаються інші граничні функціонали, які ідеально підходять для фізики реакторів. Час окупації. Визначення: загальний час, протягом якого потік $\Phi(t)$ перебував вище безпечного порога. Застосування: оцінка деградації оболонки паливних стрижнів. Один короткочасний «пік» (максимум) може не розплавити сталь, але серія сплесків перколяції («плямистість») може призвести до накопичення втоми або корозії. Переїзди. Значення: як часто процес «порушує» задане значення. Застосування: регулювання чутливості системи керування. Якщо швидкість переїздів аномально висока в режимі DP ($a = 2$), це створює проблему «хибних тривог» та зносу приводів стрижнів. Застосування в аналізі безпеки. Використання граничних функціоналів [1] дає змогу переглянути концепцію «запасу до плавлення». Перевищення: оскільки модель DP поділяється на «стрибки» (кластери), у момент спрацьовування захисту потужність не просто торкається порогу, а «пробиває» його на значення $\Delta\Phi$. Для $a = 2$ це значення може бути порівняним з самим порогом. Проектування для «рекордів»: захист реактора слід розраховувати не для середніх коливань, а для екстремальних значень (теорія екстремальних значень). Граничні функціонали дають можливість точно розрахувати квантиль потужності, який не буде перевищено з імовірністю, наприклад, 0,9999. Підсумок. Робота [1] забезпечує математичний місток між абстрактною спрямованою перколяцією та інженерними розрахунками налаштувань захисту. У той час як FPT визначає, як швидко відреагує система, максимальний функціонал визначає величину удару (теплового або нейтронного), який повинен витримати паливний елемент під час цього стохастичного спалаху. Ключовий висновок: при $a = 2$ «рідкісні» події стають статистично значущими. Безпека ВВЕР на низькій потужності вимагає врахування статистики записів, а не лише середніх значень та відхилень.

1. V.V. Ryazanov. Phys. Rev. E 111(2) (2025) 024115. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.111.024115>
2. V.V. Ryazanov. *Stochastic Processes of Risk Theory and Storage Theory in Physics and Biology* (Cambridge Scholars Publishing, 2026) 604 p.
3. B. Dechenaux, T. Delcambre, E. Dumonteil. Phys. Rev. E 106 (2022) 064126.
4. E. Dumonteil et al. Ann. Nucl. Energy 63 (2014) 612.
5. E. Dumonteil et al. Commun. Phys. 151(4) (2021) 1. <https://doi.org/10.1038/s42005-021-00654-9>

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИЙ КАНАЛЬНИЙ РЕАКТОР, ЩО ПРАЦЮЄ У РЕЖИМІ БІГУЧОЇ ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ, З М'ЯКИМ ШВИДКИМ НЕЙТРОННИМ СПЕКТРОМ

**В. О. Тарасов, С. А. Чернеженко, В. М. Ващенко,
М. Р. Щербина, С. І. Косенко, В. В. Лаврухін**

Національний університет «Одеська політехніка», Одеса, Україна

Перспективним напрямом розвитку ядерної енергетики є розробка ядерних реакторів, що працюють у режимі бігучої хвилі ядерних поділів. До 2013 р. всі роботи у цій галузі були присвячені дослідженню фізичних процесів хвильового нейтронно-ядерного горіння на швидких нейтронах. У 2013 р. американська компанія Terra-Power активно перейшла до стадії технічної розробки такого реактора (Traveling Wave Reactor) і цим викликала наукову дискусію, в якій було виявлено проблему радіаційної стійкості конструкційних матеріалів першої стінки твелів, що ставить під сумнів можливість реалізації такого ядерного реактора в найближчому майбутньому. А саме, було показано, що радіаційна стійкість конструкційних матеріалів першої стінки твелів реакторів, що працюють у режимі бігучої хвилі поділів на швидких нейтронах, повинна бути забезпечена на рівні 500 ДПА, а наявні і перспективні реакторні конструкційні матеріали мають радіаційну стійкість до 80–100 ДПА [1]. На сьогодні для уранового подільного середовища висловлено дві пропозиції, пов'язані з можливим вирішенням цієї проблеми. Перше – це можлива реалізація реактора, що працює в режимі бігучої хвилі поділів, на нешвидких нейтронах, наприклад, на надтеплових нейтронах (максимум енергетичного спектра нейтронів в області 1–7 еВ) [2]. Друге – це ідея технічної реалізації переміщення середовища, в якому біжить хвиля поділів, відносно стінки твела із заданою швидкістю, що забезпечує необхідне зниження впливу нейтронного опромінення до рівня радіаційної стійкості 80–100 ДПА [3].

У роботі представлена принципова схема конструкції дослідного зразка швидкого каналного реактора, що працює в режимі бігучої хвилі ядерних поділів, з м'яким швидким нейтронним спектром. Проблема радіаційної стійкості у цьому реакторі вирішується з урахуванням вищеописаних пропозицій [2, 3]. Як ядерне паливо, у якому біжить хвиля поділів, використовується дикарбид урану. Максимум м'якого швидкого спектра нейтронів реактора знаходиться в області 20–50 кеВ, що відповідає спектру нейтронів у гомогенному середовищі з дикарбиду урану. Також у конструкції реалізовано переміщення палива, в якому біжить хвиля поділів, відносно стінки паливного каналу.

1. V.D. Rusov et al. Sci. Technol. Nucl. Install. 2015 (2015) 1.
2. V.D. Rusov et al. Prog. Nucl. Energy 83 (2015) 105.
3. V.D. Rusov et al. Interdiscip. Stud. Complex Syst. 9 (2016) 36.

ЕФЕКТ НАКОПИЧЕННЯ НЕЙТРОНІВ У СФЕРИЧНОМУ ГАЗОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ МІЖ ДЖЕРЕЛОМ НЕЙТРОНІВ ТА ВІДБИВАЧЕМ

**В. О. Тарасов, С. А. Чернеженко, Д. Є. Крецул,
М. Р. Щербина, Д. В. Височин, О. С. Соколова**

Національний університет «Одеська політехніка», Одеса, Україна

Підвищення густини потоку нейтронів, що випромінюється джерелом нейтронів, може бути корисною на практиці. Наприклад, ініціація режиму бігучої хвилі нейтронно-ядерних поділів у реакторах нового покоління, що працюватимуть у такому режимі, потребує розробки джерел нейтронів з густиною потоку порядку 10^{15} н/(см²·с) і вище [1, 2]. Такі джерела також необхідні для проведення досліджень у галузі радіаційної фізики матеріалів.

Розроблено фізичну модель та балансове рівняння накопичення нейтронів, що випромінюються джерелом нейтронів, для об'єму між джерелом нейтронів та відбивачем нейтронів, що заповнене газом [3, 4]. З балансового рівняння отримано вираз для максимального значення кількості накопичених нейтронів та вираз для оцінки відносного накопичення нейтронів до початкової їхньої кількості.

У роботі наведено розрахункову залежність відносного накопичення нейтронів від значень коефіцієнта відбиття нейтронів відбивачем. Розрахунки виконано для джерела нейтронів з густиною потоку 10^{13} н/(см²·с) та енергією нейтронів 13 МеВ, за умови, що простір між джерелом і відбивачем заповнений гелієм за стандартних умов. Також наведено розрахункову залежність відносного накопичення нейтронів від коефіцієнта їх відбиття відбивачем для джерела нейтронів з густиною потоку 10^{13} н/(см²·с) та енергією теплових нейтронів 0,025 еВ за умови, що простір між джерелом і відбивачем заповнений гелієм, концентрація ядер якого на два порядки перевищує їх концентрацію за стандартних умов. Згідно з отриманими результатами у газовому об'ємі накопичується така додаткова кількість нейтронів, що на декілька порядків перевищує початкову кількість нейтронів. Таким чином, початковою кількістю нейтронів та їх просторовим розподілом можна знехтувати. Отже, у газовому об'ємі між джерелом і відбивачем формується хаотична сукупність великої кількості нейтронів, подібна до теплового хаосу молекул газу.

1. V. Tarasov et al. World J. Nucl. Sci. Technol. 13 (2023) 73.
2. M.R. Shcherbyna et al. Nucl. Phys. At. Energy 25(4) (2024) 357.
3. С.В. Широков. *Фізика ядерних реакторів*. Учеб. пособие для студ. вузов 2-е изд. (Київ, «Наукова думка», 1998) 288 с.
4. В.М. Павлович. *Фізика ядерних реакторів*. (Чорнобиль: Інститут проблем безпеки АЕС, 2009) 224 с.

АДАПТИВНИЙ НЕЙРОМЕРЕЖЕВИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ АВТОМАТИЧНОЇ ДІАГНОСТИКИ ТЕПЛОГІДРАВЛІЧНИХ ПРОЦЕСІВ В ЯДЕРНИХ РЕАКТОРАХ

Г. І. Шарасівський

Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Київ, Україна

Постановка проблеми. Сучасні системи моніторингу в структурі автоматизованих систем управління технологічними процесами атомних електростанцій (АЕС) не забезпечують автоматичного формування діагностичних рішень стосовно ряду визначальних для безпеки ядерної енергоустановки (ЯЕУ) технологічних процесів та режимів експлуатації критично важливих елементів та систем цієї технічної системи. Формування діагностичних рішень покладено безпосередньо на операторів ядерного енергоблока, які в умовах високого психофізичного навантаження та браку часу мають на основі власного досвіду та відповідного регламенту експлуатації віднайти порушення, визначити його тип та прийняти превентивні заходи для запобігання розвитку аварійної ситуації [1]. Таким чином, в умовах інформаційного перевантаження оперативного персоналу виконання функцій з діагностики елементів складного технічного об'єкта в ручному режимі не може бути якісно виконано.

Мета роботи полягає в розробці підходів до навчання та адаптації штучної нейронної мережі (ШНМ) з топологією Кохонена [2] в умовах апріорної невизначеності множини класів, що підлягають розпізнаванню з використанням методів теорії стохастичних динамічних систем [3].

Задачі діагностики в умовах апріорної невизначеності множини класів.

Особливості розпізнавання динамічних діагностичних об'єктів за наявності обмежень на апріорну інформацію щодо множини класів, які підлягають розпізнаванню, полягають у такому:

а) відомими є навчальні вибірки стосовно штатного режиму експлуатації обладнання ЯЕУ;

б) відома кінцева множина спектральних ознак, в яких зміна статистичних властивостей сигналів характеризує момент міжкласового переходу від штатного режиму експлуатації до нерегламентного.

Цей тип задач відрізняється від розглянутих в роботах [2] умов розпізнавання діагностичних об'єктів у задачах з попередньо відомими елементами навчальної множини $A=\{A_1, A_2, \dots, A_M\}$, що утворена конкретними діагностичними об'єктами. Ця апріорна інформація на етапі навчання, виходячи з характерної спектральної структури та частотного діапазону сигналів [1], принципово може бути надана експертом. Таким чином, визначальним у зазначених діагностичних умовах відповідно до зазначеної специфіки розпізнавання є той факт, що аварійна динаміка практично не може бути відтворена на відповідних дослідницьких стендах з причини неповної відповідності фізичних умов на цих стендах реальним фізичним процесам в умовах експлуатації, а також через потенційну небезпеку розвитку при відтворенні в умовах АЕС аварійних процесів. Саме через вищезазначені об'єктивні чинники спектральні реалізації потенційно небезпечних передаварійних експлуатаційних станів не є відомими експерту.

На рис. 1 як приклад наведено дві типові спектральні реалізації діагностичних сигналів нейтронного шуму, що відповідають: а) класу А1 конвективної тепловіддачі з поверхні реальних твелів в експериментальній ТВЗ; б) розвиненій теплогідравлічній аномалії (клас А3) у цій ТВЗ, що відповідає режиму пухирцевого кипіння теплоносія, тобто передаварійному стану. Слід зазначити, що спектральні структури цих сигналів є настільки подібними, що їх візуальна ідентифікація експертом-діагностом у реальних умовах є неможливою. Таким чином, аномальний теплогідравлічний режим, що відповідає початку кипіння теплоносія на поверхні твелів і становить клас А2, евристично не може бути ідентифікований експертом-діагностом на основі візуального аналізу структури цього сигналу.

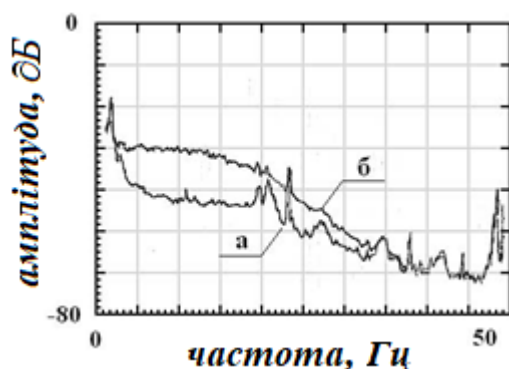


Рис. 1. Типові реалізації діагностичних сигналів нейтронного шуму, що відповідають: а) штатному режиму (клас А1) конвективної тепловіддачі з поверхні реальних твелів в експериментальній ТВЗ реактора ВВЕР-440; б) розвиненій теплогідравлічній аномалії (клас А3) у цій ТВЗ, з пухирцевим кипінням теплоносія в активній зоні цього реактора.

Визначення межі між класами A1 та A2, що є невідомою експертам, у даній роботі практично реалізовано на основі математичного підходу до визначення моменту розладки випадкового часового ряду [3]. Останній формується відповідною послідовністю рівнів спектральної повності в спектрах діагностичного сигналу нейтронного шуму зі збільшенням теплової потужності реакторного каналу. Дослідження зазначених випадкових часових рядів, виконані в даній роботі, довели можливість їхньої ефективної апроксимації послідовностями авторегресійного типу. Так, нехай $w_1, w_2, \dots, w_N$ є проінтегрованою послідовністю авторегресії (АР), тобто:

$$\nabla^d W_t = x_t, \quad \nabla^1 W_t = W_t - W_{t-1}, \quad x_t = \sum_{i=1}^p \Phi_i x_{t-i} + \varepsilon_t, \quad (1)$$

де ∇^d – оператор різності; d – порядок різності; p – порядок авторегресії; $\Phi_1, \dots, \Phi_p$ – коефіцієнти авторегресії; ε_t – незалежна гаусівська послідовність.

Аналіз послідовностей рівнів спектральної повності в інформаційно значущих спектральних ознаках нейтронного шуму показав, що міжкласовий перехід супроводжується суттєвою зміною $(p+1)$ – мірного вектора параметрів моделі (1) тобто $\theta^T = (\Phi_1, \dots, \Phi_p, \sigma_\varepsilon)$. Формально, виявлення факту зміни цього вектора параметрів моделі АР, а саме: коефіцієнтів авторегресії $\Phi_1, \dots, \Phi_p$ – дає змогу вирішити задачу виявлення початку міжкласового переходу. На рис. 2 представлено результати пошуку розладки у ключовому спектральному каналі в момент переходу від класу A1 до класу A2.

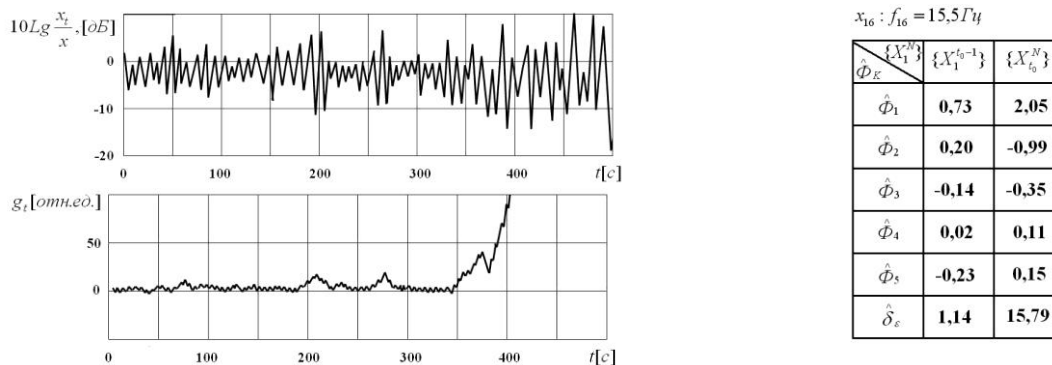


Рис. 2. Форма функціонування алгоритму визначення моменту міжкласового переходу за умови апіорної невизначеності класів.

На цій же формі наведено обчислені відповідно до запропонованого алгоритму параметри авторегресії відповідного часового ряду, зміна яких свідчить про наявність факту зміни статистичних властивостей цього ряду в момент зафіксованого міжкласового переходу. Показово, що спектральні канали для пошуку розладки були попередньо визначені експертом, виходячи з відомих фізичних особливостей процесу кипіння теплоносія на поверхні твєлів та характерних властивостей нейтронного шуму, як діагностичного сигналу. Автоматичне визначення межі між класами A1 та A2, а також наступне виокремлення класу A3 дало змогу сформулювати відповідні навчальні вибірки [1]. Це дало можливість ефективно реалізувати автоматичну діагностику на основі ШНМ з топологією Кохонена.

Висновки.

1. Дослідження структури випадкових часових рядів, що утворені рівнями спектральної повності в інформаційно значущих частотних діапазонах спектрів сигналів, які надходять з виходу діагностичних сенсорів довели можливість їх ефективної апроксимації послідовностями авторегресійного типу.

2. Вирішення задачі адаптації діагностичних нейромережових структур до конкретного об'єкта діагностики в умовах апіорної невизначеності множини класів, що підлягають розпізнаванню, може бути ефективно реалізоване на основі теорії стохастичних динамічних систем

1. Г.І. Шараєвський. Нейромережєві програмні засоби для автоматичної діагностики елементів обладнання атомних електростанцій. Автореф. дис. ... канд. техн. наук (Київ: ПІМЕ НАН України, 2011) 24 с.
2. С. Хайкин. Нейронные сети: полный курс. 2-е изд. (Москва: Вильямс, 2016) 1104 с.
3. А.А. Жигалевский, А.Е. Красковский. Обнаружение разладки случайных процессов в задачах радиотехники (Л.: Изд. Ленингр. ун-та, 1988) 224 с.

SILICON P-I-N DIODES: FROM EMERGENCY DOSIMETERS FOLLOWING THE CHORNOBYL ACCIDENT TO USE IN LONG-TERM SPACE MISSIONS

I. E. Anokhin

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

The study of the effects of radiation exposure on the electrophysical properties of silicon is a fundamental problem in semiconductor physics and a key foundation for the development of modern radiation-resistant sensor systems. These issues have become particularly relevant following the Chernobyl nuclear accident, with new experiments at the hadron collider at CERN, the development of new methods in medical radiation physics, and in the context of long-duration space missions, where the effects of radiation are a critical factor.

The author's works have established a generalized physical concept describing the relationship between radiation defects and changes in the electrophysical characteristics of silicon p-i-n structures. A model for the stabilization of the Fermi level in high-resistance silicon in the presence of multicharged amphoteric centers has been proposed, and conditions for conductivity-type inversion at high irradiation doses have been established [1]. These results have made it possible to explain several experimental effects observed in radiation-damaged silicon (Fig. 1).

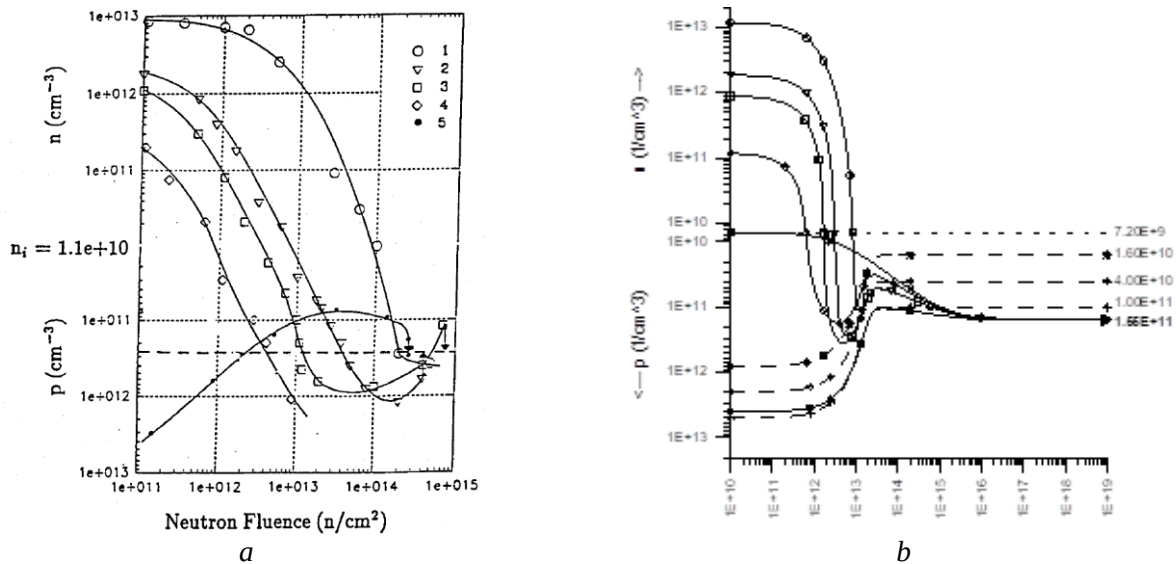


Fig. 1. Dependence of the concentration of free charge carriers in high-resistance detector silicon irradiated with fast neutrons on the irradiation dose at various initial concentrations of shallow impurities: *a* – experiment, *b* – theory.

A key result is the identification of the mechanism of shift of the voltage-current characteristics of p-i-n diodes under the influence of neutron irradiation (Figs. 2 and 3). It has been shown that at high doses, not only the degradation of the lifetime of charge carriers but also the change in the specific resistance of silicon play a decisive role. This made it possible to significantly expand the dynamic range of measurements and develop highly sensitive emergency dosimeters, which were used to monitor radiation fields following the Chernobyl accident [2]

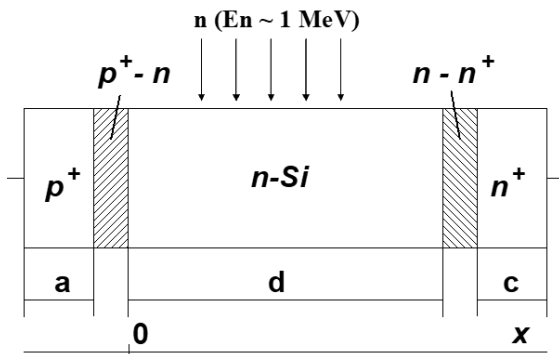


Fig. 2. Geometry of a p-i-n diode.

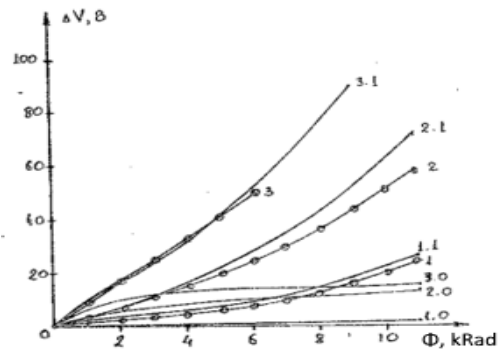


Fig. 3. Dependence of the voltage drop across the base of a p-i-n diode on the radiation dose.

Based on these results, new approaches have been developed for creating universal sensors for neutron and mixed dosimetry. Methods have been proposed for simultaneously determining non-ionizing and ionizing energy losses using a single p-i-n diode, which is important for applications in complex radiation environments [3].

A separate line of research is devoted to silicon strip detectors. Solving the two-dimensional electric field distribution problem, taking into account the transverse component, made it possible to refine the charge collection mechanisms and achieve a spatial resolution of several microns. The results were applied to the development of position-sensitive detectors for charged particles and neutrons [4].

Further research is focused on medical applications, particularly dosimetry of high-intensity synchrotron radiation. It has been shown that at high charge carrier densities, it is necessary to account for nonlinear recombination effects, including the Auger mechanism, which determines how the detector response depends on the dose rate [5].

The current stage of research is focused on space applications. Planar p-i-n structures with a variable base length have been developed, enabling the creation of sensors with a wide dynamic range for measuring non-ionizing energy loss (NIEL) (Figs. 4 and 5) [6]. Such sensors show great promise for monitoring the degradation of electronics and solar cells in the space environment.

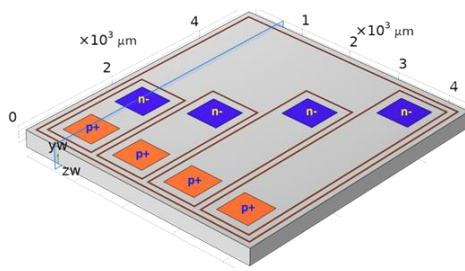


Fig. 4. Planar structure: 4 p-i-n diodes with different base lengths

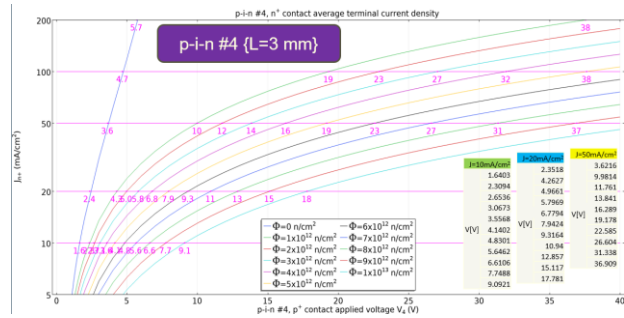


Fig. 5. Shift in the voltage drop across a planar p-i-n diode (#4, with a base length of 3 mm) as a function of neutron irradiation dose.

For the first time, the effect of partial irradiation of a diode's volume – characteristic of space conditions, where the radiation field is non-uniform – has been systematically investigated. It has been shown that the spatial distribution of damage can lead to systematic errors in the determination of NIEL, which must be taken into account when calibrating sensors (Fig. 6) [7].

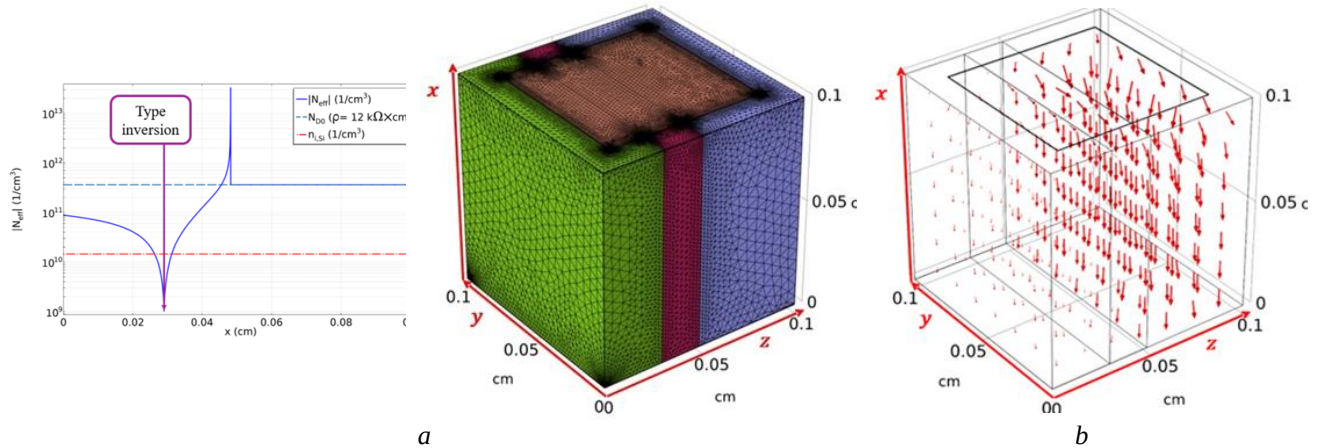


Fig. 6. Irradiation of a bulk p-i-n diode with an 8 MeV proton beam at a fluence of $\Phi = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.
a – calculated distribution of the effective impurity concentration N_{eff} along the trajectory of incident protons (1-D and 3-D); b – calculated current density.

The results obtained demonstrate the evolution of silicon p-i-n diodes from emergency dosimeters to universal sensors for complex radiation environments. The proposed approaches form the basis for the development of a new generation of radiation-resistant sensors capable of reliably monitoring radiation effects during long-duration space missions, including interplanetary flights.

1. I.E. Anokhin et al. Rad. Prot. Dos. 101(1-4) (2002) 107.
2. A.B. Rosenfeld et al. Rad. Prot. Dos. 33(1-4) (1990) 175. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a080785>
3. I.E. Anokhin et al. Nucl. Phys. At. Energy 8(1) (2007) 103. <https://doi.org/10.15407/jnpae2007.01.103>

4. I.E. Anokhin, O.S. Zinets. Nucl. Instrum. Methods A 477(1-3) (2002) 110.
5. I.E. Anokhin et al. Silicon planar structures as detectors for microbeam radiation therapy. In: IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC): Conference Record. Seoul, Republic of Korea, October 27–November 2, 2013 (Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2013) Paper NP-44, p. 164.
<https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2013.6829792>
6. I.E. Anokhin et al. Optimization of silicon planar lateral p-i-n diodes for NIEL measurements. In: IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and International Symposium on Room-Temperature Semiconductor Detectors (NSS MIC RTSD). Vancouver, BC, Canada, November 4–11, 2023 (Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2023) p. 1–1. <https://doi.org/10.1109/NSSMICRTSD49126.2023.10338690>
7. D.J. Bennett et al. Effect of partial volume irradiation in p-i-n sensors for NIEL monitoring. In: Proceedings of the 2025 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC). Nashville, TN, USA, July 14–18, 2025 (Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2025) p. 1–1.

ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ МАЛИМИ ДОЗАМИ НА ВИПРОМІНЮВАННЯ СВІЧКОВОГО ПАРАФІНУ ПРИ ЗБУДЖЕННІ ФОТОНАМИ РІЗНИХ ЕНЕРГІЙ

Ю. А. Бандурин¹, Ю. В. Федурця², Ш. Б. Молнар³, О. Ю. Бандурин³, М. В. Томишин¹

¹ Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

² Комунальне некомерційне підприємство «Закарпатський протипухлинний центр» Закарпатської ОВА, Ужгород, Україна

³ Державний вищий навчальний заклад «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна

Дослідження фотолюмінесценції опромінених електронами зразків порошкових амінокислот та моносахаридів показали, що основний внесок в емісію фотонів вносять радикали СН та ОН зі складу цих молекул. Аналіз результатів опромінених цих зразків суттєво ускладнюється можливим перекриттям внеску випромінювання кожного з радикалів в дослідженому спектральному діапазоні 400–700 нм. Тому в цій роботі представлені результати досліджень впливу опромінення електронами зразків свічкового парафіну на спектри його випромінювання при збудженні фотонами з $\lambda = 275, 323, 351$ та 380 нм. Для виготовлення свічок білого кольору використовується штучний парафін під назвою гентріаконтан з молекулярною формулою $\text{CH}_3-(\text{CH}_2)_{29}-\text{CH}_3$. Саме білий парафін використаний для виготовлення зразків. Вони були виготовлені у вигляді прямокутників $25 \times 25 \text{ мм}^2$ товщиною 3 мм. Розплавлений парафін заливали у спеціальну форму, після чого він природно охолоджувався до кімнатної температури. У процесі охолодження можливе утворення кристалічної фази парафіну як стільникової, так і олівцевої форм. Мікроскопічне дослідження показало наявність хаотично розташованих мікрокристалів різної форми як у вигляді бджолиних стільників, так і багатогранників.

Опромінення зразків масою 3 г здійснювали на установці Halcyon пучком електронів з енергією 6 MeV діаметром 10 см. Під час опромінення використано технологію Flattening Filter Free, яка запобігає потраплянню енергії гальмівного випромінювання. Визначення дози опромінення здійснювалося за допомогою штатного дозиметра приладу з точністю 1 %. Для вивчення емісії фотонів при фотозбудженні зразки опромінювалися дозами 0,2, 0,5, 2 та 5 Гр. Для вимірювання спектрів свічення використано спектрофлюорофотометр Shimadzu RF 6000. Збудження емісії фотонів від зразків парафіну проводилося з використанням 4 довжин хвиль – 275, 323, 351 та 380 нм.

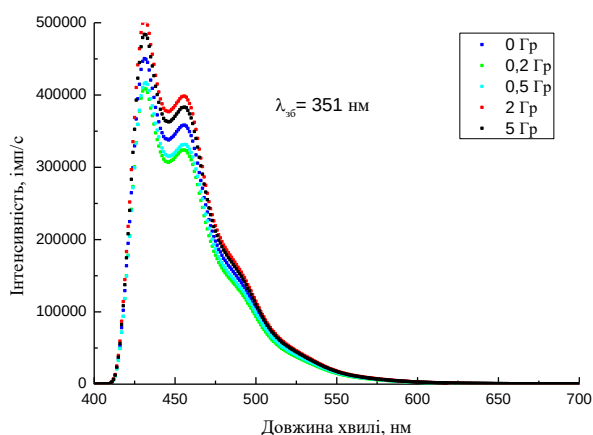


Рис. 1. Спектри випромінювання опромінених зразків парафіну.

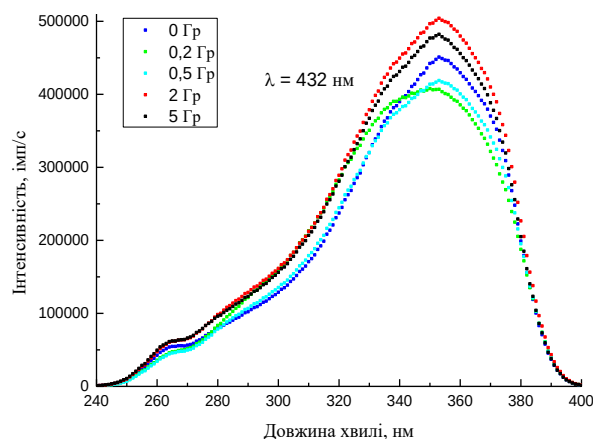


Рис. 2. Спектри збудження опромінених зразків парафіну для $\lambda = 432$ нм.

Для прикладу на рис. 1 та 2 показано зміни спектрів випромінювання в діапазоні 400–700 нм для $\lambda_{\text{зб}} = 351$ нм та спектрів збудження в діапазоні 240–400 нм для $\lambda = 432$ нм (основний максимум). Вони демонструють вплив дози опромінення формування спектрів. Особливо відчутно змінюються спектри зразків, опромінених дозами 0,2 та 0,5 Гр. Основний максимум при 431,5 нм збігається з довжиною хвилі переходу радикала СН $\text{A}^2\Delta\text{-X}^2\Pi$. Природа інших максимумів, що спостерігаються поки що не встановлена. З наведених на рис. 2 спектрів збудження також випливає, що основні зміни після опромінення спостерігаються для зразків з дозою 0,2 та 0,5 Гр. Енергетичне положення максимумів у спектрах збудження свідчить, що при фотозбудженні відбувається ще й каскадне заселення терму $\text{A}^2\Delta$ з більш високоенергетичних термів $\text{B}^2\Sigma^-$ та $\text{C}^2\Sigma^+$. Найімовірніше, при малих дозах опромінення ми спостерігаємо їхній вплив на зміну структури молекули парафіну без її фрагментації.

ФРАГМЕНТАЦІЯ МОЛЕКУЛ ВАЛІНУ ЕЛЕКТРОННИМ УДАРОМ ПІСЛЯ ОПРОМІНЕННЯ

Ю. А. Бандурин, Л. О. Бандурин

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Дослідження фотолюмінесценції опромінених зразків порошкових амінокислот [1] показали, що найбільші зміни інтенсивностей випромінювання та форми спектрів відбуваються для зразків, опромінених електронами з енергією 6 МеВ і невеликими дозами – 0,2 та 0,5 Гр. Саме такі дози опромінення є найбільш поширеними в практиці променевої терапії пухлин. У роботі досліджено спектри свічення молекул валіну після опромінення дозою 0,5 Гр при їх подальшому збудженні електронним ударом.

Результат зіткнення електронів з молекулами валіну реєструвався оптичним методом [2]. Зіткнення відбувалось у паронаповненій комірці, де створювалася необхідна концентрація молекул валіну. Колімований пучок електронів діаметром 2 мм, силою струму ~30 мкА в інтервалі енергій 5–70 еВ перетинає паронаповнену комірку та детектується циліндром Фарадея. Реєстрація випромінювання, що аналізується дифракційним монохроматором МДР-2, здійснювалася за допомогою фотоелектронного помножувача. Оптичні спектри в діапазоні довжин хвиль 250–450 нм вимірювалися з кроком 0,814 нм, а щілини монохроматора шириною 1 мм забезпечували роздільну здатність $\Delta\lambda = 2$ нм.

На рис. 1 показано спектри випромінювання після зіткнення молекул валіну з електронами з енергією 30 еВ, а на рис. 2 – з енергією електронів 50 еВ. Видно, що в результаті зіткнення електронів з молекулами утворюється ціла низка молекулярних фрагментів у збудженому стані, що призводить до появи емісії молекулярних смуг їх випромінювання. Однозначно інтерпретувати можна лише частину з них. Так, широка смуга поблизу 307–320 нм при збільшенні енергії електронів до 50 еВ абсолютно чітко демонструє наявність двох близько розташованих смуг. Більш короткохвильова 307–309 нм однозначно випромінюється радикалом ОН (перехід $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi_i$ між коливальними рівнями 0–0).

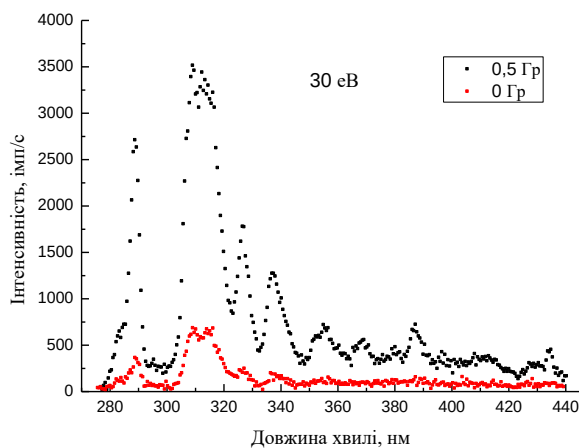


Рис. 1. Спектри випромінювання для $E = 30$ еВ.

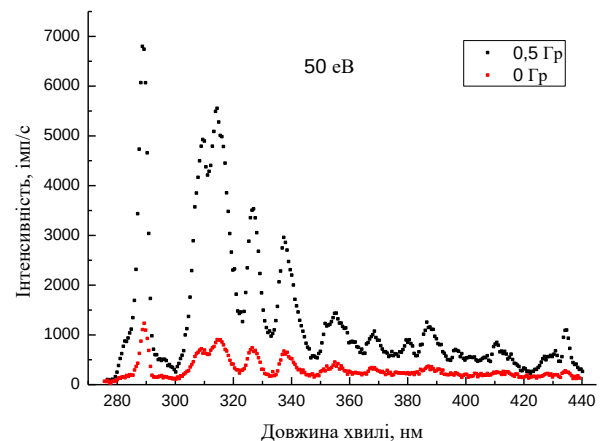


Рис. 2. Спектри випромінювання для $E = 50$ еВ.

Переходи цієї ж системи з коливальними рівнями 1-1 при $\lambda = 312,5 + 314,5$ нм та 2-2 при $318,5 + 321 + 323$ нм не можуть випромінювати більш інтенсивну смугу при 50 еВ тому, що заселення цих рівнів набагато нижче, ніж рівнів 0-0. Тому питання ідентифікації довгохвильової частини цієї широкої смуги залишається відкритим. Аналогічна ситуація зі смугою при 289 нм – її походження також не встановлено. Що стосується короткохвильового «уступу» при 283 нм біля цієї смуги, то він утворюється завдяки відразу двом компонентам. У цій же системі переходів радикала ОН $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi_i$ між коливальними рівнями 1-0 випромінюється дві смуги при $\lambda = 281,2$ та 283 нм. Однак на цю ж довжину хвилі припадає випромінювання молекули СО (третя позитивна група, перехід $b^3\Sigma^+ - a^3\Pi$ між рівнями 0-0). Утворення збуджених фрагментів ОН* та СО*, найімовірніше, відбувається внаслідок фрагментації карбоксильної групи СООН молекули валіну при електронному ударі. Також можна ідентифікувати випромінювання молекули СН (перехід з першого збудженого на основний стан молекули $A^2\Delta - X^2\Pi_i$ при 431,5 нм).

Загалом спектр випромінювання опроміненого валіну набагато інтенсивніший, внаслідок чого більш вираженими є смуги при 327 та 337 нм. Збільшення інтенсивності молекулярних емісій опроміненого зразка безумовно є наслідком фрагментації молекул валіну після опромінення електронами.

1. Yu.A. Bandurin et al. Radiat. Eff. Defects Solids 180 (2025) 269.
2. Yu.A. Bandurin et al. Eur. Phys. J. D 76 (2022) 9.

ІНФОРМАТИВНИЙ СПОСІБ ОБРОБКИ СПЕКТРІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗРАЗКІВ ПАРАФІНУ, ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 6 МеВ

Ю. А. Бандурин¹, Ш. Б. Молнар², О. Ю. Бандурин², О. О. Бандурин²

¹ Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

² Державний вищий навчальний заклад «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна

Емісія фотонів з поверхонь порошкоподібних матеріалів після їхнього опромінення електронами потребує більш детального аналізу для створення загальної картини реальних наслідків опромінення речовини. Порівняння спектрів випромінювання є сигнальним, але малоінформативним з точки зору ідентифікації фізичних процесів, що відбуваються на молекулярному рівні в речовині, що опромінена. Спектр випромінювання є функцією розподілу кількості фотонів по їх довжинах хвиль у певному спектральному діапазоні. Отже, потрібно проводити аналіз як по кількості фотонів, так і по їх енергії (довжині хвилі). У цій роботі ми спробували застосувати новий підхід щодо аналізу розподілу кількості фотонів, що випромінюються поверхнями зразків свічкового парафіну (опромінених електронами з енергією 6 МеВ дозами 0,2, 0,5, 2 та 5 Гр) після фотозбудження. Залежності інтенсивності випромінювання в максимумі від дози опромінення наведено на рис. 1 і 2. Видно, що на рис. 2 для дози 0,2 Гр спостерігається максимум, тоді як на рис. 1 для цього ж зразка спостерігається мінімум.

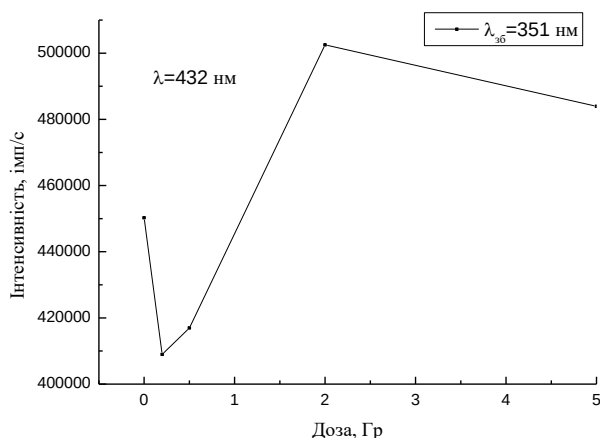


Рис. 1. Залежність інтенсивності випромінювання поверхні парафіну від дози опромінення на $\lambda = 432$ нм для $\lambda_{зб} = 351$ нм.

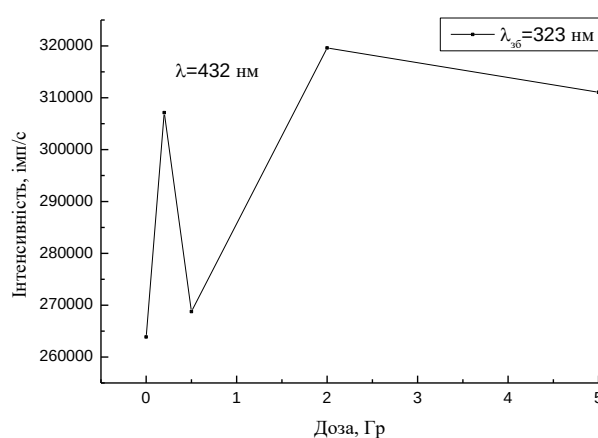


Рис. 2. Залежність інтенсивності випромінювання поверхні парафіну від дози опромінення на $\lambda = 432$ нм для $\lambda_{зб} = 323$ нм.

Це означає, що внаслідок змін у парафіні після опромінення електронами відбулися зміни, прояв яких у спектрах випромінювання суттєво залежить від довжини хвилі збуджуючих фотонів. Для аналізу форми спектрів ми спробували побудувати відношення інтенсивності випромінювання опромінених зразків до неопроміненого зразка, або їхню різницю. Результат представлено на рис. 3 і 4. Відношення інтенсивностей виявляє цілу низку максимумів, енергетичне положення яких збігається з енергією збуджених термів СН. В залежностях різниці інтенсивностей (див. рис. 4) проявляється принципова зміна форми для доз 2 та 5 Гр, що пов'язано з початком фрагментації молекул парафіну.

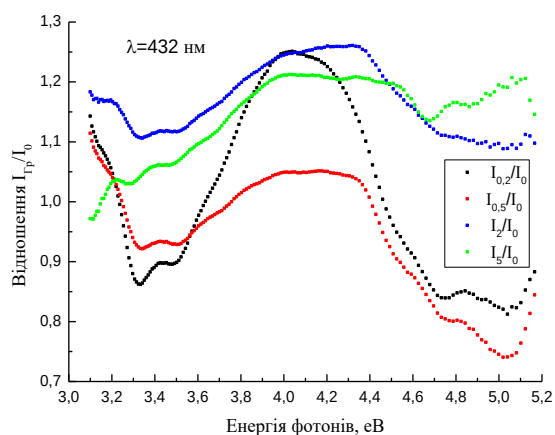


Рис. 3. Залежності відношення інтенсивностей.

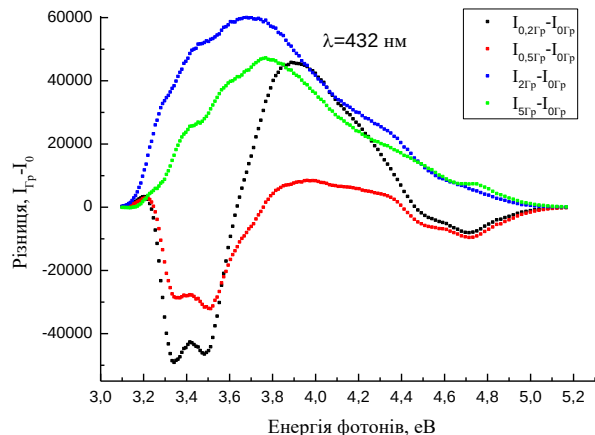


Рис. 4. Залежності різниці інтенсивностей.

ТЕРМОДИНАМІКО-КІНЕТИЧНИЙ ОПИС РАДІАЦІЙНОЇ АМОРФІЗАЦІЇ НАНОКРИСТАЛІЧНОГО SiC З УРАХУВАННЯМ ЕВОЛЮЦІЇ ДЕФЕКТІВ ТА НУКЛЕАЦІЇ

Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян, В. Ю. Сторіжко, О. М. Кріт

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Карбід кремнію (SiC) є важливим матеріалом сучасних технологій завдяки високій теплопровідності, твердості, хімічній інертності та термічній стабільності. Його широка електронна заборонена зона і здатність працювати в екстремальних умовах роблять його перспективним для електроніки та ядерних і аерокосмічних застосувань. Водночас опромінення спричиняє утворення точкових дефектів, що змінюють властивості матеріалу й можуть викликати аморфізацію, зумовлюючи потребу в розумінні механізмів деградації SiC.

Метою нашого дослідження є теоретичний опис пояснення схильності до аморфізації опроміненого нанокристалічного SiC. Зокрема, ми досліджуємо, як накопичення радіаційно-індукованих точкових дефектів впливає на вільну енергію Гіббса нанозерен 3C-SiC та їхню стійкість до кристалічно-аморфного перетворення під дією опромінення [1].

Методологія. У рамках теорії хімічної кінетики розглядаються нестационарні диференціальні рівняння, що описують утворення і дифузію радіаційно-індукованих дефектів, рекомбінацію всередині та анігіляцію дефектів на зовнішніх межах зерен [2]. Використовуючи термодинамічне наближення Гіббса в поєднанні з теорією хімічної кінетики, ми моделюємо радіаційну аморфізацію опроміненого нанокристалічного SiC. Ми визначаємо і будуємо профілі концентрації дефектів, що залежать від розміру зерна, та показуємо, що аморфізація матеріалу – це фазовий перехід першого роду, який має враховувати стадію зародкоутворення нової фази.

Ми розглядаємо два підходи: (1) без урахування нуклеації, де ми порівнюємо початкові та кінцеві значення енергії системи; (2) з урахуванням нуклеації, де енергія системи визначається як для початкового стану, так і для проміжних двофазних станів. Параметри розрахунків у рівняннях були визначені для випадку опромінення іонами Si^+ з енергіями 10–50 кеВ і швидкістю генерації дефектів $K_V = 2 \cdot 10^{-3}$ зна/с [1].

Результати. У рамках дослідження ми показуємо, що: 1) відносні концентрації радіаційних вакансій у нанорозмірних зернах SiC вищі, ніж у масивному матеріалі SiC; 2) відхилення концентрацій вакансій та міжвузлів від концентрацій в опроміненому масивному матеріалі становить порядку 5–10 % для зерен розміром $d = 2$ нм; 3) концентрація вакансій збільшується зі зменшенням розміру зерна.

Врахування нуклеації суттєво змінює опис, роблячи його ключовим фактором у розумінні поведінки аморфізації нанозерен SiC, а порівняння з експериментальними даними показують кращу узгодженість: збільшується необхідна доза опромінення для аморфізації (DTA) нанозерен порівняно з підходом без урахування нуклеації, проте не призводить до вищих значень DTA порівняно з об'ємними зразками. Запропонована модель передбачає зменшення дози для аморфізації зі зменшенням розміру зерна, а також показує, що сам по собі поверхневий стік (анігіляція) радіаційно-індукованих точкових дефектів не забезпечує підвищення радіаційної стійкості нанокристалічного SiC без урахування інших механізмів, зокрема нуклеаційних ефектів.

Дослідження проводяться у рамках НДР Лабораторії композиційних матеріалів атомно-водневої енергетики Інституту прикладної фізики НАН України (ПК 0125U000276) під керівництвом д.ф.-м.н. Арама Шіріняна.

1. Yu. Bilogorodskyy, A. Shirinyan, V. Storizhko. Nucl. Instrum. Methods B 573 (2026) 165998.
2. A.S. Shirinyan, Yu.S. Bilogorodskyy. Beilstein J. Nanotechnol. 15 (2024) 1453.

ДІАГНОСТИКА СТРУКТУРНИХ НЕДОСКОНАЛОСТЕЙ У ФОСФІДО-ГАЛІЄВИХ СВІТЛОДІОДАХ

**М. Р. Вернидуб¹, Л. А. Кот¹, П. Г. Литовченко², І. В. Петренко²,
Д. П. Стратілат², В. П. Тартачник²**

¹ Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Прості і дешеві фосфідо-галієві світлодіоди (СД) використовуються як джерела точкового випромінювання у різноманітних галузях промисловості, мікроелектронної техніки, відеозв'язку, медицині, біології, сільському господарстві тощо. Сучасна оптоелектроніка потребує матеріалів з великою квадратною нелінійною сприйнятливістю і високим показником заломлення. Обидві якості властиві кристалам фосфіду галію і підвищують його конкурентну спроможність на ринку сировинних матеріалів, необхідних для виробництва фотоелектронних модулів сумісних за параметрами ґратки з кремнієм.

Особливо важливим застосуванням кристалів GaP слід вважати вирощування на їхній основі нанодротів, враховуючи широкий діапазон прозорості (0,6–1,1 мкм) фосфіду галію. Нанокристалічні об'єкти подібного виду можуть служити будівельними блоками для оптоелектронних застосувань. Надійність і стабільність базових елементів оптоелектронної техніки забезпечує безперебійну роботу великомасштабних систем зв'язку, телекомунікаційних ліній, інформаційно-обчислювальних блоків, космічної техніки, військового обладнання.

Діагностика початкових пошкоджень діодних структур, до яких належать різні типи СД, а також пристрої з протилежним функціональним призначенням – сонячні елементи, може здійснюватися різними методами. Проте технічно найпростішим серед них є аналіз вольт-амперних характеристик (ВАХ). Відомо, що залежність струму від прикладеної напруги $I(U)$ для р-п-переходу добре описується рівнянням Шоклі [1]:

$$I = I_s \left(e^{\frac{qU}{nkT}} - 1 \right), \quad (1)$$

I_s – тепловий струм, або струм насичення; n – параметр ідеальності (неідеальності) діода, який якраз і характеризує відхилення експериментальної кривої від ВАХ ідеального р-п переходу.

У разі, коли $n = 1$ через перехід тече дифузійний струм; коли $n = 2$ – струм рекомбінаційного походження; якщо $n > 2$ – переважає його тунельна складова, як ознака присутності у зразку порушень структури складної конфігурації, між якими можливий розвиток процесу тунелювання носіїв. Інтервал значень $1 < n < 2$ ототожнюється з рекомбінацією носіїв переважно на точкових дефектах.

Для встановлення виду кристалічних порушень СД GaP, активних на різних ділянках ВАХ, ми скористалися рівнянням Шоклі (1).

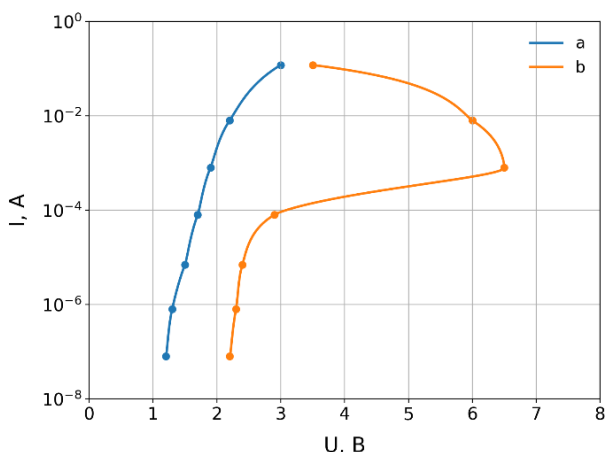


Рис. 1. ВАХ СД GaP; а при 300 К; b при 77 К.

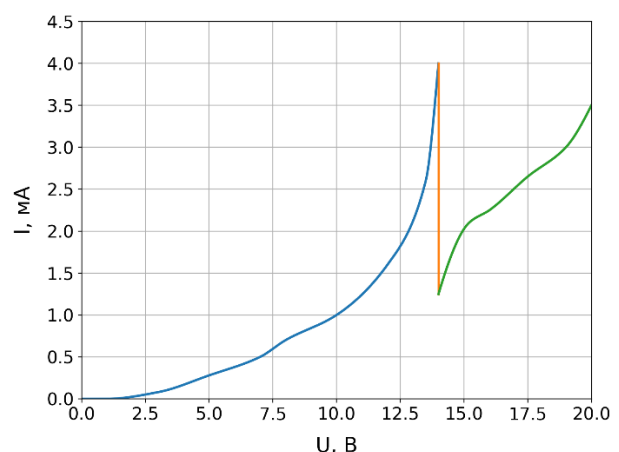


Рис. 2. Нестабільність N-типу СД GaP (N) при 77 К.

На рис. 1 наведено ВАХ досліджуваних СД, зняті за температур 300 і 77 К («a» і «b» відповідно) у межах струмів $I = 10^{-8} \div 1$ А. Коефіцієнт «n» кривої «a» в інтервалі $I = 10^{-8} \div 10^{-4}$ А дорівнює 1,86; засвідчуючи протікання переважно рекомбінаційного струму через точкові дефекти; кривій «b» відповідає величина $n = 1,82$.

Низькотемпературна ВАХ після $I = 10^{-3}$ А демонструє виникнення області від'ємного диференційного опору, зумовленої міждефективним тунелюванням носіїв. Опромінення нейтронами реактора ($\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$) призводить до появи нестабільностей N-типу в області додатних зміщень (рис. 2), які проявляються в режимі генератора струму за напруги $U = 14$ В. Стрімке зменшення струму, ймовірно, зумовлене польовим ефектом, пов'язаним із захопленням носіїв заряду глибокими рівнями складних радіаційних дефектів і розупорядкованих областей, утворених унаслідок нейтронного опромінення.

1. S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd ed. (New York: John Wiley & Sons, 1981) p. 455.

ОСОБЛИВОСТІ КВАНТОВОГО ВИХОДУ СВІТЛОДІОДІВ InGaN

Р. М. Вернидуб¹, О. І. Кириленко¹, Н. Ю. Павлова¹, 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

Світлодіоди (СД) на основі сполук групи III–V, зокрема InGaN, широко застосовуються в сучасній оптоелектроніці завдяки високій ефективності випромінювання, широкому спектральному діапазону та значному ресурсу використання. Особливу увагу в дослідженнях приділяють квантовому виходу, оскільки саме цей параметр характеризує ефективність перетворення електричної енергії у світлове випромінювання. Квантовий вихід СД Q визначається як відношення кількості випромінених фотонів до кількості інжектованих носіїв заряду. Фактично він показує, яка частина електронів і дірок бере участь у випромінювальній рекомбінації.

Для СД на основі InGaN характерні високі значення зовнішнього квантового виходу, особливо в синій та зеленій ділянках спектра. Із літературних джерел відомо, що для синіх діодів на основі InGaN максимальні значення можуть сягати 25–40 %, однак зі зростанням струму часто спостерігається явище «efficiency droop» – спаду ефективності при великих струмах [1].

Мета роботи – дослідити залежність квантового виходу СД на основі InGaN від струму та напруги для зразків з довжинами хвиль 370, 470, 505 та 525 нм, а також проаналізувати вплив проникного опромінення. У роботі також визначено залежності $Q = f(U)$ та $Q = f(I)$ для вихідних зразків СД.

Залежність квантового виходу від напруги $Q(U)$ показує, як змінюється ефективність джерела при збільшенні прикладеної напруги. Вона дозволяє визначити порогову область вмикання СД, оцінити напругу, при якій досягається максимальний квантовий вихід, а також проаналізувати електричні втрати та зміни якості р–п-переходу. Для СД з $\lambda = 470$ нм встановлено, що $Q(U)_{\max} = 27$ %.

Аналіз графічної залежності $Q(U)$ для СД InGaN з довжиною хвилі 470 нм показав існування чітко вираженої порогової області в межах напруг 2,4–2,5 В, після якої квантовий вихід різко зростає. Максимальне значення $Q(U)$ спостерігається при 2,6–2,7 В і становить 27 %. Подальше збільшення напруги супроводжується поступовим зниженням квантового виходу, що може бути пов'язано зі зростанням безвипромінювальних втрат та локальним нагріванням активної області.

Графік залежності квантового виходу від струму $Q(I)$ – фізично інформативніший, оскільки показує, як змінюється ефективність випромінювання при зростанні рівня інжекції носіїв. На початковій ділянці квантовий вихід збільшується внаслідок переважання інтенсивності випромінювальної рекомбінації.

Для залежності $Q(I)$ максимум квантового виходу досягається при струмі порядку $(3\text{--}5) \cdot 10^{-3}$ А, після чого спостерігається монотонне падіння ефективності. Після досягнення максимуму спостерігається спад $Q(I)_{\max} = 26$ %, для $\lambda = 470$ нм. Такий характер $Q(I)$ – типовий для СД на основі InGaN і свідчить про посилення процесів безвипромінювальної рекомбінації при великих рівнях інжекції носіїв.

Основними причинами «efficiency droop», характерними для InGaN – СД можуть бути [1]: ожерекомбінація; витік електронів з активної області; безвипромінювальна рекомбінація; локальне перегрівання.

Аналогічні залежності $Q(U)$ та $Q(I)$ отримані для СД InGaN з довжинами хвиль 370, 505 та 525 нм. Для всіх досліджених зразків спостерігається подібний характер кривих: наявність порогової області, зростання квантового виходу до максимального значення та подальший його спад зі збільшенням струму.

Водночас величина та положення максимуму залежать від довжини хвилі випромінювання, що пов'язано з особливостями матеріалу активної області, шириною забороненої зони та ефективністю рекомбінаційних процесів.

Порівняльний аналіз показує, що СД різних спектральних діапазонів відрізняються значеннями максимального квантового виходу та положеннями максимуму $Q(U)$ і $Q(I)$. Останнє свідчить про вплив на довжину хвилі складу напівпровідникової структури InGaN і на ефективність випромінювальної рекомбінації.

Визначення квантового виходу дає змогу оцінити ефективність СД, порівнювати зразки з різними довжинами хвиль випромінювання, досліджувати вплив опромінення швидкими частинками, виявляти деградаційні процеси та прогнозувати робочий ресурс приладів. Перспективи проведених

досліджень полягають у можливості в майбутньому визначити величину радіаційної стійкості СД InGaN; встановити роль дози опромінення в рекомбінаційних процесах та її вплив на стабільність характеристик СД.

У результаті проведених вимірювань встановлено особливості залежності квантового виходу СД на основі InGaN від напруги та струму для зразків з довжинами хвиль 370, 470, 505 та 525 нм. Для всіх досліджених СД виявлено наявність порогової області, максимуму квантового виходу та його подальшого зменшення зі зростанням струму, яке відповідає явищу «efficiency droop», характерному для InGaN-структур. Для СД з довжиною хвилі 470 нм максимальні значення становлять 27 % для залежності $Q(U)$ та 26 % для залежності $Q(I)$. Отримані результати мають важливе значення для оцінювання ефективності роботи СД різних спектральних діапазонів, аналізу деградаційних процесів та подальшого дослідження впливу проникного випромінювання на оптоелектронні характеристики.

1. L. Wang et al. Materials 10 (2017) 1233. <https://doi.org/10.3390/ma10111233>

ДОЗИМЕТРІЯ МАЛИХ ФОТОННИХ ПОЛІВ: ВПЛИВ ТИПУ ДЕТЕКТОРА НА ФАКТОРИ ВИХОДУ

К. В. Вільчинська^{1,2}, Л. О. Голінка-Безшийко¹, О. А. Безшийко¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Універсальна клініка «Оберіг», Київ, Україна

Сучасна високоточна променева терапія, зокрема стереотаксична радіохірургія (SRS) та стереотаксична променева терапія тіла (SBRT), широко використовує малі фотонні поля для підведення високих доз до мішені з максимальним збереженням навколишніх здорових тканин. Однак дозиметрія малих полів залишається складною фізичною задачею через порушення латеральної рівноваги заряджених частинок, часткове перекриття джерела випромінювання коліматорними системами та значний вплив геометрії і матеріалу детектора на результати вимірювань.

Визначення факторів виходу (Output Factors, OF) у малих полях є критично важливим для точності дозового планування та безпечного клінічного застосування. Використання різних типів детекторів може призводити до суттєвих розбіжностей у результатах, особливо для полів розміром менше 20×20 мм². У зв'язку з цим міжнародні рекомендації МАГАТЕ TRS-483 підкреслюють необхідність використання коефіцієнтів корекції при проведенні вимірювань [1, 2].

Метою роботи є дослідження залежності факторів виходу від типу детектора у фотонних полях 6 МеВ, а також порівняння експериментальних результатів з детальним Монте-Карло моделюванням лінійного прискорювача на базі TOPAS/Geant4 [3].

У роботі було створено Монте-Карло модель клінічного лінійного прискорювача TrueBeam 6 МеВ з використанням енергетичного спектра пучка. Моделювання проводилося в середовищі TOPAS на основі Geant4 [4]. Експериментальні вимірювання виконувались у водному фантомі BluePhantom² на глибині 10 см з використанням таких детекторів: PTW microDiamond, IBA Razor diode, IBA CC01, радіохромна плівка EBT-XD, пластиковий сцинтиляційний детектор Medscint. Досліджувалися квадратні поля розмірами від 5×5 мм² до 100×100 мм², при цьому поле 100×100 мм² використовувалося для нормалізації. Поточний етап роботи також включає моделювання геометрії самих детекторів у Монте-Карло середовищі для подальшого уточнення коефіцієнтів корекції [5, 6].

Монте-Карло симуляції продемонстрували гарну узгодженість з високороздільними детекторами. Значення OF, отримані за допомогою PTW microDiamond та IBA Razor diode, відрізнялися не більше ніж на 2,3 % для поля 10×10 мм². Іонізаційна камера IBA CC01 показала відхилення в межах 0,8 % для поля 10×10 мм² та близько 1,2 % для поля 5×5 мм² відносно інших детекторів. Для пластикового сцинтилятора були виявлені додаткові джерела похибок, пов'язані з калібруванням і корекцією сигналу стрижня сцинтилятора (stem effect). Ці фактори наразі досліджуються для подальшого вдосконалення методики.

Проведене дослідження підтверджує, що вибір детектора є одним з ключових чинників забезпечення точності дозиметрії малих фотонних полів. PTW microDiamond та IBA Razor diode продемонстрували найкращу узгодженість із Монте-Карло моделюванням і можуть вважатися ефективними інструментами для клінічної дозиметрії полів менше 20×20 мм². Монте-Карло підхід на базі TOPAS/Geant4 є надійним методом незалежної валідації експериментальних вимірювань і дає змогу дослідити фізичні механізми похибок, пов'язаних з конкретними типами детекторів. Отримані результати мають практичне значення для підвищення точності дозиметричного забезпечення у високоточній променевій терапії та сприяють розвитку сучасних протоколів дозиметрії малих полів.

1. International Atomic Energy Agency. *Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy: An IAEA-AAPM International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination*. IAEA Technical Reports Series No. 483 (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2017) 244 p.
2. R. Alfonso et al. *Med. Phys.* 35 (2008) 11.
3. B. Faddegon et al. *Phys. Med.* 72 (2020) 114.
4. J. Allison et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53 (2006) 1.
5. G. Cranmer-Sargison et al. *Med. Phys.* 38 (2011) 12.
6. J.E. Morales et al. *Med. Phys.* 41 (2014) 11.

ТЕРМОКОНЦЕНТРАЦІЙНІ АВТОКОЛИВАННЯ В КРИСТАЛИКАХ МЕТАНУ, ОПРОМІНЮВАНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ ПРИ ОХОЛОДЖЕННІ ТЕПЛОВИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

І. Ю. Голіней

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Досліджено виникнення термоконцентраційних автоколивань у сферичному кристалітику метану при опроміненні електронами, в умовах, коли розсіяння тепла відбувається через випромінювання за законом Стефана–Больцманна. Автоколивання існують за низьких температур у кристалітиках, обмежених за розміром. Проаналізовано залежності області існування автоколивань та їхньої частоти від параметрів, зокрема від інтенсивності опромінення, розмірів, температури оточення, енергії активації дифузії тощо.

При опроміненні кристала метану електронами експериментально спостерігалися регулярні періодичні коливання тиску в резервуарі [1]. Ці викиди газу з опроміненого зразка пояснені в роботі [2] як прояв термоконцентраційних автоколивань – при опроміненні створюються радикали CH_3 , об'єднання яких супроводжується виділенням тепла. Внаслідок підвищення температури збільшується рухливість радикалів, а отже ймовірність їхньої рекомбінації, що супроводжується додатковим підвищенням температури. Так виникає необхідний для автоколивань позитивний зворотний зразок. Для повернення до низькотемпературного стану зразок треба охолоджувати. У роботі [2] вважалося, що охолодження забезпечувалося за рахунок контакту зразка з термостатом. Однак характер цього контакту залишався невідомим параметром. У дослідженні, про яке доповідається тут, розглянуто кристалик метану сферичної форми у вакуумі, коли єдиним шляхом відведення тепла є теплове випромінювання за законом Стефана–Больцманна.

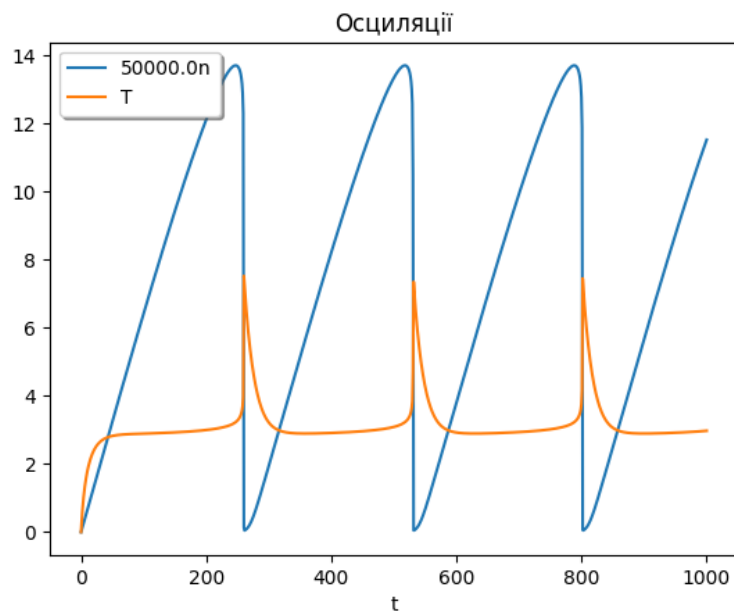
Кінетика зміни концентрації радикалів та температури в опроміненому електронами кристалі описується системою рівнянь:

$$\frac{dn}{dt} = G - R(n, T)$$
$$C(T) \frac{dT}{dt} = P + ER(n, T) + \beta (T_{th}^4 - T^4).$$

Тут n – концентрація радикалів CH_3 , T – температура зразка, G – швидкість створення радикалів при опроміненні, P – енергія, яка виділяється в зразку при опроміненні, безпосередньо не пов'язана з утворенням радикалів, E – енергія, яка виділяється при об'єднанні двох радикалів CH_3 з утворенням молекули етану, $\beta = \frac{3\sigma}{R}$ – коефіцієнт теплообміну між зразком і простором, R – радіус кристалика, σ – стала Стефана–Больцманна. Обернено-пропорційна залежність ефективного теплообміну від радіуса виникає тому, що утворення радикалів може відбутися в будь-якій точці кристалика, тобто кількість радикалів пропорційна об'єму, а випромінювання тепла пропорційне площі поверхні. $C(T)$ – теплоємність зразка, T_{th} – температура простору. Член $R(n, T)$ описує процес об'єднання двох радикалів і задається у вигляді $R(n, T) = Kn^2 e^{-\epsilon/T}$, де ϵ – енергія активації дифузії радикалів (у кельвінах), а K – незалежний від температури коефіцієнт.

На рисунку проілюстровано часову залежність концентрації радикалів та температури, що демонструє можливість автоколивань, які виникають у кристалах достатньо малого розміру (21 нм). У більших кристалах коливання затухають, у менших – зменшується частота, процес накопичення радикалів триває довше.

Задача може знайти застосування в астрофізиці, при вивченні утворення складних органічних молекул внаслідок опромінення кристаликів метану космічними променями [3].



Ілюстрація автоколивань. Часова залежність температури кристалика (*жовта крива*) та концентрації радикалів у ньому (*синя крива*). Відбувається повільне накопичення радикалів при майже постійній температурі, різкий стрибок температури під час швидкої реакції об'єднання радикалів метанолу в молекулу етану та дещо повільніше охолодження за рахунок теплового випромінювання.

1. I.V. Khizhny et al. Low Temp. Phys. 44 (2018) 1223.
2. M.A. Bludov et al. Nucl. Phys. At. Energy 21 (2020) 312.
3. C. Zhu et al. Astrophys. J. 920 (2021) 73.

РОЗЩЕПЛЕННЯ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ЛІНІЙ У ЗВ'ЯЗАНИЙ ЕЛЕКТРОННІЙ КОНВЕРСІЇ

О. Я. Дзюблик, В. В. Михайловський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Загально відомо, що ядро може розряжатися по конверсійному каналу, лише коли енергія збудження ядра перевищує енергію зв'язку електрона в атомі. Однак, експерименти [1, 2] із сильно іонізованим ^{125}Te довели, що внутрішня конверсія може відбуватися не лише в неперервний спектр, а і в зв'язані атомні рівні. Відповідна теорія була побудована в [2 - 4]. Сам процес одержав назву зв'язана внутрішня конверсія (ЗВК). Раніш ЗВК розраховувалася лише в другому наближенні теорії збурень. Ми ж, використовуючи теорію розпаду Гольдберґера–Ватсона, враховуємо всі порядки по збуренню – оператору взаємодії з електромагнітним полем як ядра, так і електронів. Це дало змогу прослідкувати залежність ЗВК від часу t . Вважається, що при $t = 0$ ядро знаходиться в збудженому стані з енергією E_0 , а електрон – у стані з енергією ε_i . Потім ядро випромінює віртуальний γ -квант і переходить в основний стан з нульовою енергією, а електрон поглинає цей фотон і переходить в збуджений стан з енергією ε_f , залишаючи дірку на К-рівні. При цьому система (ядро + електрон) попадає в один із проміжних станів $|c\rangle = |I_g M_g\rangle |j_f m_f\rangle$. У випадку відсутності надтонкого розщеплення резонансних рівнів, ці стани вироджені по магнітних квантових числах ядра і електрона. Задача спрощується у випадку, коли лише один проміжний рівень є близьким до початкового. Процес ЗВК відбувається ефективно, якщо параметр відстроювання ядерного і атомного переходів $\delta = E_0 + \varepsilon_i - \varepsilon_f$ малий. Тоді для повної імовірності розпаду ядра по каналу ЗВК ми одержали таку ж саму формулу, що і для оберненого процесу NEET – ядерного збудження при електронному переході [5]:

$$P_{\text{ЗВК}} = (\Gamma/\Gamma_i) |E_{\text{int}}|^2 [\delta^2 + (\Gamma/2)^2]^{-1},$$

де Γ_i та Γ_f – ширини початкового і кінцевого станів ЗВК, параметр E_{int} характеризує силу зв'язку ядра і атомних електронів за рахунок віртуальних фотонів, $\Gamma = \Gamma_i + \Gamma_f$ [5].

Нами одержана залежність від часу ймовірності знайти систему в стані, що утворюється після розпаду К-дірки. Він відбувається при Е1 електронному переході з проміжного р-стану в кінцевий 1s-стан. Доведено, що час затримки рентгенівських фотонів, які при цьому випромінюються, збігається з часом життя ядра, а сама рентгенівська лінія розщеплюється на величину відстроювання δ . Внаслідок того, що ширина збудженого рівня ядра значно менша ширини К-дірки, лінія на частоті атомного переходу зникає, а залишається лише лінія зсунута на величину відстроювання δ .

1. F. Attallah et al. Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 17112.
2. F.F. Karpeshin et al. Phys. Rev. C 53 (1996) 1640.
3. F.F. Karpeshin, I.M. Band, M.B. Trzhaskovskaya. J. Exp. Theor. Phys. 89 (1999) 845.
4. M.R. Harston et al. Nucl. Phys. A 676 (2000) 143.
5. A.Ya. Dzyublik. Phys. Rev. C 88 (2013) 054616.

ОСОБЛИВОСТІ ВІДНОВЛЕННЯ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВІТЛОДІОДІВ GaP, ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ ТА НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

Л. А. Кот¹, О. О. Краснянський¹, Ю. Б. Мирошніченко¹,
М. Б. Пінковська², Д. П. Стратілат², В. П. Тартачник²

¹ Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Досліджувалися гомоперехідні світлодіоди (СД), вирощені методом подвійної рідинної епітаксії на підкладинці з монокристала, одержаного методом Чохральського. Ізохронний відпал опромінених зразків відбувався з періодом 20 хв, вимірювання проводилися при кімнатній температурі, контроль за зміною електричних характеристик здійснювався за незмінного струму через СД.

Опромінення електронами з $E = 2 \text{ MeV}$ проходило за температури, близької до кімнатної, яка підтримувалася стабільною завдяки потужному повітряному охолодженню; джерелом швидких нейтронів ($E = 2 \text{ MeV}$) служив горизонтальний канал реактора.

На рис. 1 наведено результати відпалу СД GaP, опроміненого електронами $\Phi = 8,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Видно, що нагрівання діода до 50°C спричиняє стрімке зростання струму; наступне підвищення температури до 130°C призводить до його падіння. Третя стадія відпалу – це монотонне зростання величини I аж до вихідного значення.

Як було виявлено раніше [1], у кристалах n-GaP основна стадія відпалу зосереджена в інтервалі $130\text{--}160^\circ\text{C}$ і пов'язана з міграцією вакансій галію до стоків; у р-типі GaP вона розташована в області $250\text{--}300^\circ\text{C}$. Тому у випадку діода основною стадією слід вважати результат накладання двох згаданих, на яких відпалюються точкові дефекти n- та р-області р-п-структури. Перша стадія на рис. 1 до 70°C найімовірніше зумовлена розпадом дефектів з меншою енергією активації, ніж енергія активації відпалу $V_p = 1,5 \text{ eV}$. Такими дефектами можуть бути міжвузлові атоми, розташовані на периферії складних порушень структури – скупчень точкових дефектів, чи дислокаційних утворень.

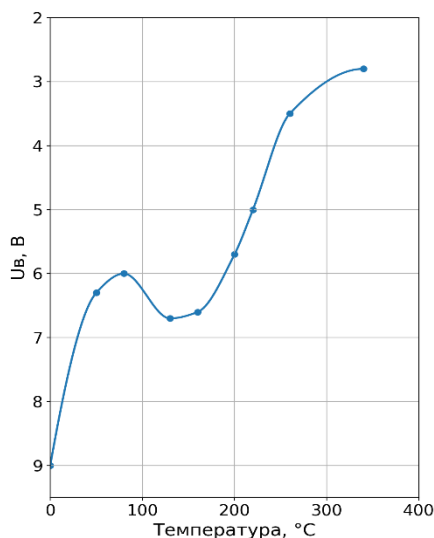


Рис. 1 Крива ізохронного відпалу СД GaP, опроміненого електронами з $E = 2 \text{ MeV}$ ($\Phi = 8,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

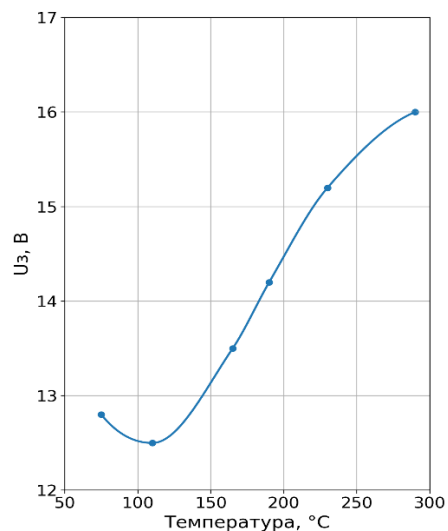


Рис. 2 Крива ізохронного відпалу СД GaP, опроміненого нейтронами з $E = 2 \text{ MeV}$ ($\Phi = 8,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

Друга стадія – $70\div 130^\circ\text{C}$ можливо зумовлена наслідком взаємодії точкових дефектів, у результаті чого виникають складніші пошкодження структури і процес об'єднання супроводжується емісією носіїв струму.

Рис. 2 демонструє відпал СД GaP, опроміненого швидкими реакторними нейтронами. Видно, що на відміну від рис. 1 крива відпалу зворотної гілки ВАХ СД майже безструктурна за винятком її невеликої початкової ділянки $70\div 100^\circ\text{C}$, яка майже збігається з другою стадією (див. рис. 1). Тому можна зробити попередній висновок, що природа відпалу обох стадій однакова.

Основний відпал дефектів, введених нейтронами у СД GaP, вкладається у межі 150–300 °С і збігається зі стадією відпалу зразка, опроміненого електронами (див. рис. 1).

Виявити останню стадію – стадію відпалу областей розупорядкування, розташовану в монокристалах GaP вище 450 °С [1] поки що не вдається через руйнування електричних контактів при високій температурі.

1. О.В Конорева та ін. Вплив дефектів структури на фізичні властивості окремих напівпровідникових сполук АПІВУ (Київ: Наук. думка, 2021) 200 с.

THE EFFECT OF LOW AND EXTREMELY LOW DOSES OF RADIATION ON AQUEOUS SOLUTIONS IN CONDUCTOMETRIC MEASUREMENTS

**V. T. Maslyuk¹, N. I. Svatiuk,¹ O. I. Symkanych², O. M. Pop¹,
M. P. Vizenko¹, A. V. Rusin³, I. V. Stefanovich³**

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

² *Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

³ *Transcarpathian Regional Clinical Oncology Center, Uzhhorod, Ukraine*

Aqueous solutions of bioorganic compounds are sensitive to ionizing radiation even at low and ultra-low doses, due to changes in their microstructure and ionic composition. The primary acts of water radiolysis are accompanied by the formation of active species ($\bullet\text{OH}$, e_{aq}^- , $\text{H}\bullet$), which initiate further physicochemical transformations. In aqueous-organic systems, these processes are complicated by additional interaction channels with the organic component, leading to the formation of new charged and polar structures.

In the low-dose range, the decisive role is played not so much by deep destructive processes as by a shift in the equilibrium between radiolysis products, the restructuring of the hydrogen-bonded network, and a change in the effective mobility of ions, which is directly reflected in the system's electrical conductivity. In this regard, conductometric and impedance methods are highly sensitive tools for detecting such effects.

This work aims to establish the patterns of changes in the electrical conductivity of aqueous ethanol solutions under the influence of ionizing radiation over a wide range of energies and doses, with an emphasis on the manifestations of low-dose effects.

Experimental Conditions.

The study subjects were 10 % aqueous ethyl alcohol solutions, which were treated as model bioorganic systems.

Irradiation was performed using accelerated electrons under various energy and dose conditions, enabling a wide range of radiation effects to be studied.

High-energy irradiation was performed on an M-30 electron microtron at energies of 12.5 and 18 MeV. The bremsstrahlung doses were 17, 33, 44, and 67 Gy, which ensured that the samples were exposed to different radiation doses.

Additionally, radiation treatment was performed using a clinical accelerator (regional clinical oncology center) at an electron energy of 6 MeV and doses of 25, 50, and 100 Gy. The use of two sources with different energy characteristics allowed for varying the linear energy transfer and the spatial distribution of ionization.

This approach enabled comparison of the effects of different irradiation regimes on the formation of electrophysical properties of solutions and detection of even weak dose effects against the background of more intense radiation effects.

The electrophysical parameters were investigated using impedance spectroscopy in the frequency range from 1 kHz to hundreds of kilohertz. The measurements were performed at room temperature in a measuring cell with metal electrodes. The frequency dependencies of the active resistance, capacitance, and electrical conductivity were analyzed, allowing separation of contributions from volume conductivity and polarization processes.

It was established that irradiation of aqueous ethanol solutions alters their electrical conductivity, with the nature of these changes determined by both the dose and the energy of irradiation [1]. Even at low doses, reproducible deviations in conductivity from control values are observed, indicating the system's high sensitivity to weak radiation effects.

It has been shown that irradiation leads to the formation of a non-equilibrium ion-radical state, which alters the concentrations of charge carriers and their mobilities. In water-ethanol systems, reactions involving organic radicals additionally occur, leading to the formation of stabilized charged complexes and, consequently, more prolonged changes in electrical conductivity.

Frequency analysis of the impedance characteristics showed that the low- and mid-frequency regions are most sensitive to irradiation, where interphase polarization and relaxation processes are significant. This

indicates a change in the solution's structure at the mesoscopic level, specifically the rearrangement of clusters and hydrogen-bonded ensembles.

A comparison of results for different electron energies (6, 12.5, and 18 MeV) showed that the nature of ionization losses changes with increasing energy, thereby affecting the efficiency of active particle formation and, consequently, the magnitude of the changes in conductivity. This confirms the importance of considering radiation's energy parameters when analyzing the effects of low doses.

The results obtained demonstrate that impedance spectroscopy and conductometric measurements are effective tools for detecting subtle changes in aqueous-organic systems under the influence of ionizing radiation. The identified patterns can be used further to investigate the mechanisms of radiation effects on bioorganic media and to develop methods for monitoring their physicochemical state.

1. V.T. Maslyuk et al. Nucl. Phys. At. Energy 25 (2024) 72.

ЗАСТОСУВАННЯ ФРАКТАЛЬНОГО АНАЛІЗУ ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ КОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ

О. І. Ніжельська¹, А. С. Шірінян¹, О. Ю. Попов¹, Л. В. Маринченко²

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

² Національний технічний університет України

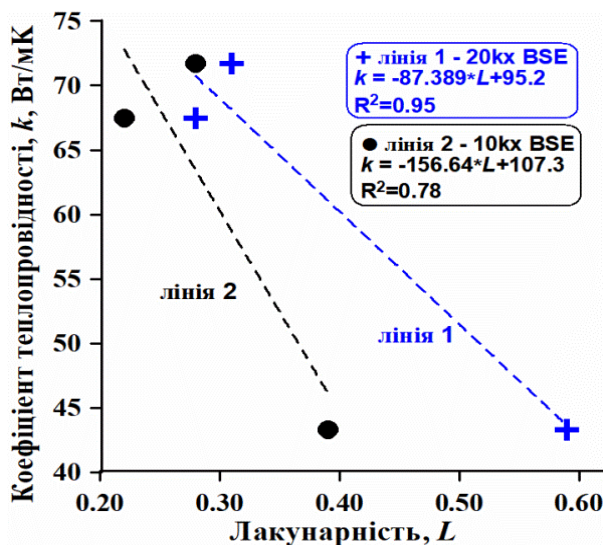
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Зміни властивостей матеріалів ядерних реакторів у результаті експлуатації в умовах радіації, високих температур, а також дії хімічних і механічних чинників є неминучими. Важливим завданням є виявлення пошкоджень і прогнозування безпечних режимів експлуатації композитних матеріалів реактора. Традиційно застосовують дослідження зразків-свідків і візуальний контроль оболонок, однак ці методи мають обмеження, зокрема залежність від оператора. Перспективним є використання фрактального аналізу (ФА) структури матеріалу, зокрема визначення фрактальної розмірності та лакуарності для оцінювання ступеня пошкоджень і дефектів, що дає змогу встановити ступінь розгерметизації, тип і розмір дефектів [1].

У нашому дослідженні запропоновано: (і) застосувати ФА для пошуку зв'язку між мікроструктурою композитного матеріалу реакторів і його теплопровідними властивостями; (ii) доповнювати експериментальні дослідження стандартизованими зображеннями; (iii) формувати базу даних для подальшого машинного навчання та автоматизації контролю. Оброблення зображень виконано незалежно від експериментальних вимірювань теплопровідності для підвищення об'єктивності результатів.

Запропонований підхід апробовано для оцінювання теплопровідності двофазних композитів ZrB_2-C за допомогою ФА [2]. Зразки виготовлено методом високотемпературного реакційного синтезу із суміші порошків карбідів цирконію та бору [3]. Зразки композитного матеріалу мали однаковий хімічний склад, але різну структуру. Для кожного зразка проведено рентгеноструктурний аналіз, дослідження на електронному скануючому мікроскопі в кількох режимах, та за однакових умов вимірюють коефіцієнт теплопровідності k , який продемонстрував значний розкид: від 41 до 72 Вт/(м·К). Метою роботи був пошук зв'язку між експериментальними значеннями теплопровідності зразків композиту ZrB_2-C та фрактальними параметрами зображень їх структури.

Зображення тієї самої поверхні сколу композитного зразка суттєво відрізнялися для SE (secondary electrons – вторинні електрони) та BSE (backscattered electrons – відбиті електрони) режимів. Обґрунтовано, що для ФА більш придатними є саме BSE-зображення, які наближені до вигляду двовимірної матриці з чітким розподілом фаз, що зручно для бінаризації. Фрактальну розмірність D та лакуарність L розраховано за допомогою програмного забезпечення *ImageJ* і плагіна *FracLac* методом *box-counting* за стандартних налаштувань. Чим більше величина D (від 1 до 2 для площини), тим складніше візерунок зображення. Низький показник лакуарності свідчить про більш рівномірне розташування пустот, високий – про наявність великих пустот або/та неоднорідність їх локалізації. У цьому випадку «пустоти» – це одна з фаз композиту, залежно від інверсії зображення.



Кореляція між коефіцієнтом теплопровідності (k) та лакуарністю (L) зразків з коефіцієнтами детермінації: $R^2 = 0,95$ для збільшення 20 кх, $R^2 = 0,78$ для збільшення 10 кх [2].

Результати засвідчили (рисунок), що коефіцієнт теплопровідності k синтезованого композиту тим вищий, чим менше значення L : низька лакуарність характеризує більш однорідну та «зв'язану» більш теплопровідним графітом структуру композиту, що відповідає кращій передачі тепла.

Застосування фрактального підходу для чисельного опису мікроструктури двофазних керамічних композитів з однаковим хімічним складом дає змогу пояснити значний розкид експериментально вимірених значень теплопровідності та прогнозувати її на основі аналізу BSE-зображень поверхні сколу зразка. Для конструкцій, які працюють за високих температур, і збираються з частин, виготовлених окремо (труби, оболонки, що утримують або відводять тепло), під час реконструкції або ремонту бажано підбирати деталі зі схожими фрактальними параметрами структури.

Для фрактального аналізу можуть бути використані будь-які зображення – оптичні, тепловізійні, ультразвукові, як мікро-, так і макроскопічного масштабу, за умови однакового збільшення. Використання ФА є доцільним у випадках, коли безпосереднє отримання зразків неможливе, зокрема під час аналізу дистанційно отриманих зображень поверхні. Така ситуація може виникати, наприклад, у радіоактивних зонах, реакторах або за умов необхідності неруйнівного контролю. ФА може бути ефективним інструментом для виявлення атипових зразків, що виходять за межі основної кореляційної залежності. Значні відхилення фрактальних параметрів від загальної тенденції в межах досліджуваної групи свідчать про нетипову поведінку матеріалу (або його окремого фрагмента) та потребують додаткової перевірки.

1. П.Ф. Буданов, Е.А. Хом'як. Машинобудування 29 (2022) 32.
2. A.S. Shirinyan et al. Phys. Chem. Solid State 27(1) (2026) 52.
3. O. Popov et al. J. Eur. Ceram. Soc. 46 (2026) 117839.

МЕТОДИКА ПАСПОРТИЗАЦІЇ ДОЗИМЕТРИЧНИХ МАТЕРІАЛІВ: ПРОГРАМНІ ПАКЕТИ LUMINI TA COMMON

О. М. Поп¹, В. Т. Маслюк^{1,2}, П. В. Яворський^{1,2}, В. С. Кузнецов²

¹ Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

² Державний вищий навчальний заклад «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна

Відомо, що дозиметрія іонізуючого випромінювання з використанням твердотільних матеріалів базується на процесах накопичення носіїв заряду на пастках електронного чи діркового типу. Інформацію про величину запасеної енергії отримують за спектрами випромінювання, стимульованого нагрівом (термостимульована люмінесценція) чи оптичним опроміненням (оптично стимульована люмінесценція). Ефективність дозиметричних матеріалів визначається параметрами пасток захоплення, зокрема енергією активації та частотними факторами, які характеризують чутливість фіксації та тривалість зберігання поглинутої дози та кінетику її релаксації. На практиці ці параметри формуються в широкозонних оптичних матеріалах шляхом спеціального легування, яке забезпечує набір локальних рівнів у забороненій зоні, що служать рівнями пасток та рекомбінації носіїв заряду. Основна задача твердотільної дозиметрії полягає у встановленні оптимального набору енергетичних та кінетичних параметрів матеріалу, які забезпечують ефективність фіксації поглинутої дози. Така задача не є простою, враховуючи великий вибір оптичних матеріалів для дозиметричних досліджень (LiF , $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$, MgB_4O_7 , BeO) та різних схем їх легування. Відсутні також усталені критерії вибору енергій рівнів пасток чи анігіляційних рівнів, а також факторів, що визначають кінетику люмінесценції. Наявність таких критеріїв важлива для розробки практичних рекомендацій щодо отримання дозиметрів. Першим кроком у розв'язанні цих завдань є формування баз даних енергетичних і кінетичних констант на основі паспортизації наявних дозиметричних матеріалів з використанням модельних уявлень про характер перебігу в них люмінесцентних явищ.

Паспортизація дозиметричних матеріалів є ключовим етапом їх кваліфікації, що передбачає кількісну оцінку властивостей, необхідних для стабільного, відтворюваного та лінійного дозового відгуку. Такі дані можна отримати в результаті дослідження термолюмінесцентних характеристик опромінених дозиметричних зразків та їх інтерпретації на основі теоретичних моделей, що описують кінетику перетворення захоплених носіїв заряду при зміні температури. Експериментальною основою дослідження є аналіз кривих термостимульованої люмінесценції опромінених зразків. Порівняльний аналіз експериментальних кривих з теоретичними моделями дає змогу визначити порядок кінетики для кожного піка, а також оцінити енергію активації та частотний фактор. На основі температурного положення максимумів та форми піків, а також декомпозиції складних ТСЛ-кривих на елементарні компоненти визначаються параметри пасток за допомогою методу початкового зростання інтенсивності (initial rise), методу Чена або аналізу форми піка. Отримана енергія активації характеризує глибину пастки та визначає термічну стабільність накопиченого сигналу. Частотний фактор відображає ймовірність вивільнення носія заряду з пастки та пов'язаний з кінетикою процесу термолюмінесценції. Аналіз цих параметрів дає змогу класифікувати пастки за ступенем стабільності, прогнозувати фейдинг сигналу при зберіганні інформації про поглинуту дозу та встановлювати оптимальні режими зчитування. Зіставлення цих параметрів для різних матеріалів або умов опромінення дає можливість встановити фізичну природу дефектних центрів та визначити оптимальні режими термообробки і зчитування.

Паспортизація передбачає формування повного профілю матеріалу, що включає визначення таких параметрів:

- типи й глибини пасток зарядів,
- ефективність рекомбінаційних центрів,
- позиція та форма ТСЛ/ОСЛ піків,
- енергетичні рівні домішок,
- температурна та дозова стабільність сигналу,
- ефекти затухання та затримки сигналу,
- поведінка матеріалу при повторному опроміненні (відновлюваність).

Такі дані можна отримати в рамках моделі OTOR (One Trap One Recombination), яка дає основу для паспортизації дозиметричних матеріалів. Існує два підходи для вирішення цієї задачі: у першому з них використовуються різного роду наближення аналізу кінетики люмінесценції для OTOR, та інший, який дозволяє її ab initio інтерпретацію на основі скейлінг-перетворення [1]. Перший

модельний підхід дає змогу встановити тип/порядок кінетики, що є важливим для коректного визначення параметрів пасток та інтерпретації механізмів релаксації запасеної енергії через інтенсивність люмінесценції, I :

$$I(T) = n^b s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (1)$$

де E – енергія активації, s – частотний фактор, b – порядок кінетики ($1 \leq b \leq 2$), n – концентрація заповнених пасток, k – стала Больцмана, T – абсолютна температура. Параметр b характеризує ступінь повторного захоплення носіїв: при $b = 1$ реалізується кінетика першого порядку, при $b = 2$ – другого порядку, тоді як проміжні значення відображають змішані механізми рекомбінації. Отже, визначення порядку кінетики термолюмінесценції відображає механізми рекомбінації та повторного захоплення носіїв і суттєво впливає на форму кривих світіння та стабільність дозиметричного сигналу. Використання узагальненої моделі дає змогу адекватно описувати реальні ТСЛ-криві складних матеріалів.

Інший підхід [1] застосовує процедуру скейлінгу, яка дає можливість використати апробовані методики розв'язання диференціальних рівнянь із достатньою точністю. Цей пакет представляє результати першопринципних розрахунків люмінесцентних характеристик дозиметричних матеріалів без обмежень на значення параметрів моделі, які описують кінетику збудження електрон-діркової системи дозиметричних матеріалів, ступеню заповнення пасток носіїв заряду, переходів рівень - зона, а також їх рекомбінацію. Ці підходи можуть бути застосовані для задач паспортизації дозиметричних матеріалів. Їх використання потребує розробку програмних пакетів, які дають змогу обробляти експериментальні спектри термолюмінесценції таких матеріалів.

У цій роботі представлено результати розробки програмних пакетів Commoni та Lumini [1], які дають можливість встановлювати енергетичні та кінетичні параметри дозиметричних матеріалів на основі фіксації та обробки їхніх експериментальних спектрів ТСЛ. Для теоретичної їх інтерпретації використано модель OTOR. Пакет Commoni орієнтований на фіксацію параметра кінетики люмінесценції (1), а також енергії пастки та частотного фактора «пастка - зона провідності». Пакет Lumini [1] дає більший вибір знаходження частотних факторів: «пастка - зона провідності», «зона провідності - пастка», «зона провідності - рівень рекомбінації». Обговорюються алгоритми роботи пакетів Commoni та Lumini, вибір наборів ідентифікаційних показників дозиметричних матеріалів; методики їхнього знаходження з експериментальних даних (деконволюції, ab initio розрахунку із залученням методів ШП, оцінці критерію FOM (Figure of Merit). Показано, що знаходження ідентифікаційних показників дозиметричних матеріалів вирішується в класі задач оптимізації багатопараметричних систем щодо знаходження глобального екстремуму критерію FOM.

Наведено перші результати паспортизації дозиметричних матеріалів на основі легованих LiF, Al₂O₃, Li₂B₄O₇ на базі дозиметричних експериментів на мікротроні М-30 відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України. Показано, що інтеграція оптимізаційних підходів і інструментів ШП створює підґрунтя для побудови інтелектуальних систем аналізу та верифікації складу та схеми дозиметричних матеріалів, що є необхідною умовою цілеспрямованого синтезу нових люмінофорів та розвитку високотехнологічної дозиметрії у сучасних умовах.

Паспортизація кінетичних параметрів із застосуванням програмних пакетів дає змогу ідентифікувати домінуючі механізми рекомбінації, оцінити ступінь повторного захоплення носіїв, прогнозувати стабільність сигналу, підвищувати достовірність їхнього калібрування.

Таким чином, результатом паспортизації є формування сукупності параметрів, що визначають область ефективного застосування дозиметричного матеріалу та дають можливість проводити його калібрування для практичного використання у радіаційному контролі.

1. P.V. Yavorskyi. Probl. At. Sci. Technol. 5(153) (2024) 154.

ЗАСТОСУВАННЯ РЕФЕРЕНСНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ RT_0 ЯК АЛЬТЕРНАТИВНОГО ІНДЕКСУ ДЛЯ ОЦІНКИ В'ЯЗКОСТІ РУЙНУВАННЯ МЕТАЛУ КОРПУСІВ РЕАКТОРІВ ВВЕР-1000

В. М. Ревка, Л. І. Чирко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для забезпечення надійної роботи корпусів реакторів (КР) ВВЕР протягом всього терміну експлуатації і уникнення неконтрольованого руйнування КР при аварійних ситуаціях ключовою умовою є необхідний рівень в'язкості руйнування конструкційних матеріалів. Відповідно до нормативних вимог СОУ НАЕК 177 [1] в'язкість руйнування (тріщиностійкість) оцінюють опосередковано, використовуючи критичну температуру крихкості T_K для індексації температурної залежності коефіцієнта інтенсивності напружень K_{IC} у розрахунках на крихку міцність. Такий підхід, який заснований на емпіричних кореляціях, призводить до ситуації, коли для оцінки в'язкості руйнування застосовують надлишковий консерватизм, що може невиправдано обмежувати термін експлуатації КР.

На сьогодні перспективним напрямком для оцінки в'язкості руйнування вважається використання методу Майстер кривої та референсної температури T_0 , яка на відміну від T_K прямо пов'язана з вимірними параметрами тріщиностійкості. Попередні дослідження металу КР ВВЕР-1000 у вихідному стані показали, що референсна температура T_0 суттєво нижча за температуру T_K [2] і цей результат дає потенційну можливість обґрунтувати довгострокову експлуатацію КР (60 років і більше).

Метою роботи є обґрунтування процедури переходу до прямого методу оцінки в'язкості руйнування з використанням температурного індексу RT_0 (концепція Майстер кривої) замість критичної температури крихкості T_K для уникнення надлишкового консерватизму у розрахунках на опір крихкому руйнуванню.

У даній роботі зроблено переоцінку перехідної температури крихкості для металу КР ВВЕР-1000 у вихідному стані із застосуванням методології Майстер кривої. Для аналізу було використано результати випробувань реконструйованих зразків-свідків на в'язкість руйнування для основного металу і металу зварного шва (ЗШ). Для оцінки температури RT_0 було враховано невизначеність референсної температури T_0 з вірогідністю 95 %, пов'язану з розміром вибірки і похибкою експерименту, а також додатковий температурний зсув $10\text{ }^\circ\text{C}$ для компенсації втрати рівня стиснення деформації (constraint loss effect) для зразків Шарпі з тріщиною. Значення RT_0 визначається за такою формулою [3]:

$$RT_0 = T_{0(\text{margin})} + 13\text{ }^\circ\text{C}, \quad (1)$$

де $T_{0(\text{margin})}$ – референсна температура з урахуванням вказаних вище поправок. Зсув на $13\text{ }^\circ\text{C}$ додано, щоб RT_0 була функціональним еквівалентом T_K для індексації нормативної кривої тріщиностійкості.

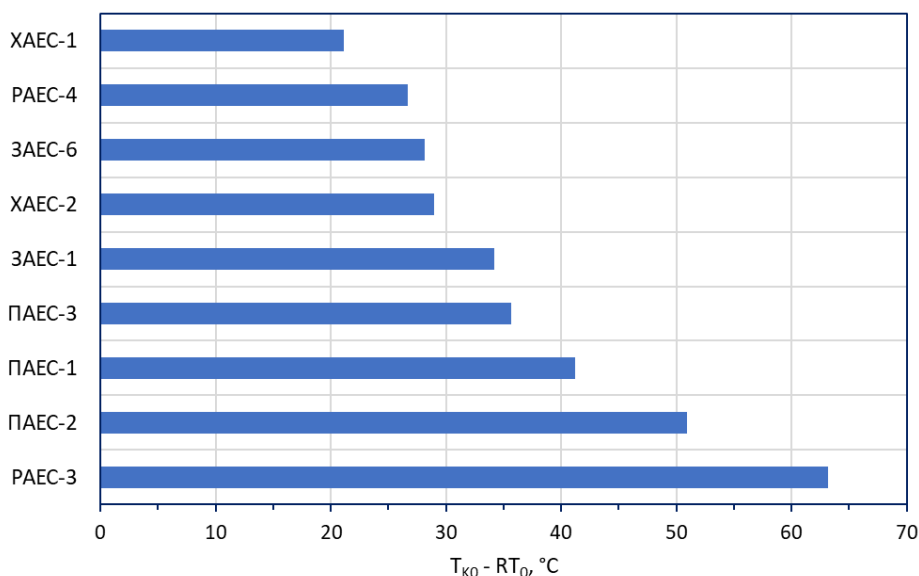


Рис. 1. Різниця між температурами T_{K0} та RT_0 для основного металу КР ВВЕР-1000.

Порівняння перехідних температур для матеріалів КР у вихідному стані показало, що для основного металу різниця між температурами T_{K0} (тобто, T_K для вихідного стану) та RT_0 у середньому становить 37°C . У всіх випадках RT_0 є нижчою за T_{K0} (рис. 1). Цей результат свідчить, що нормативний підхід суттєво недооцінює в'язкість руйнування основного металу і ця недооцінка помітно варіює залежно від матеріалу КР. Очевидно, що у разі використання RT_0 (замість T_{K0}) як температурного індексу для нормативної кривої тріщиностійкості консерватизм розрахунків на опір крихкому руйнуванню може помітно зменшитися.

Для металу ЗШ температура T_{K0} також недооцінює в'язкість руйнування у більшості випадків (рис. 2). У середньому температура RT_0 нижча за T_{K0} на 26°C . Відхиленням від цієї закономірності є дані для КР блоків № 1 і № 2 Запорізької АЕС (ЗАЕС-1 і ЗАЕС-2), для яких температура RT_0 є більш консервативною з точки зору оцінки в'язкості руйнування у порівнянні з T_{K0} . Важливо враховувати цей результат при обґрунтуванні терміну безпечної експлуатації зазначених КР.

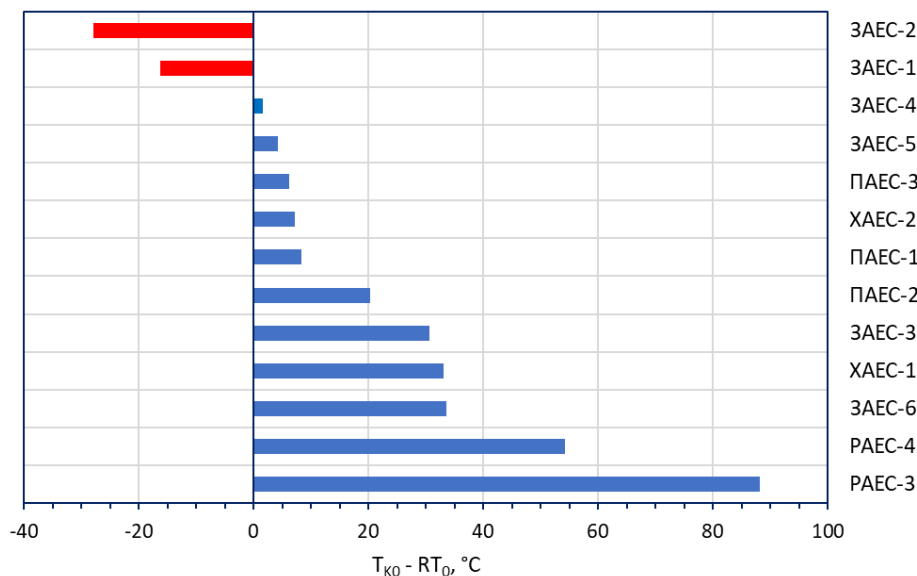


Рис. 2. Різниця між температурами T_{K0} та RT_0 для металу зварного шва КР ВВЕР-1000.

Найбільш цінними отримані результати є для КР, зварні шви яких мають одночасно високий вміст нікелю та марганцю, що призводить до прискореного окрихчування порівняно з нормативними оцінками. У цьому випадку застосування RT_0 дає потенційну можливість обґрунтувати довгострокову експлуатацію КР за рахунок збільшення запасу в'язкості руйнування у розрахунках на крихку міцність. Крім того, практичне значення роботи полягає в тому, що запропонований підхід передбачає збереження існуючої форми нормативної кривої тріщиностійкості СОУ НАЕК 177 та чинної процедури врахування радіаційного окрихчування через зсув ΔT_K . Основна зміна стосується лише переоцінки в'язкості руйнування матеріалу у вихідному (до опромінення) стані.

1. СОУ НАЕК 177:2019. Инженерная, научная и техническая поддержка. Методика оценки хрупкой прочности корпусов реакторов ВВЭР. ГП «НАЭК "Энергоатом"» (Киев, 2019) 49 с.
2. Э.У. Гриник и др. Оценка вязкости разрушения корпусных материалов реактора ВВЭР-1000. У кн.: Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. Proceedings of the International Conference, Kyiv, Ukraine, May 29–June 03, 2006. Part II (Kyiv, 2007) p. 659. (Rus)
3. В.М. Ревка, Л.І. Чирко. Ядерна фізика та енергетика 25 (2024) 58.

ТiO₂ ЯК ФУНКЦІОНАЛЬНИЙ МОДИФІКАТОР ЦЕМЕНТНОЇ МАТРИЦІ ІММОБІЛІЗАЦІЇ ОПРОМІНЕНОГО ГРАФІТУ: РАДІАЦІЙНИЙ ЗАХИСТ ТА СТІЙКІСТЬ

О. М. Скоблик^{1,2}, К. В. Сімейко^{2,3}

¹ Київський академічний університет, Київ, Україна

² Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Київська обл., Україна

³ Інститут газу НАН України, Київ, Україна

Опромінений графіт (ОГ) є специфічним видом радіоактивних відходів (РАВ) графітових реакторів (РБМК, Магnox, AGR тощо). В Україні за різними оцінками накопичено 5700–7800 т ОГ [1, 2]. Основну небезпеку становлять ¹⁴C (період напіврозпаду 5730 р., до 95 % активності) і ³⁶Cl (період напіврозпаду 301000 р., мобільний аніон Cl⁻). Цементна іммобілізація визнана програмами CARBOWASTE і GRAPA МАГАТЕ як базовий метод [2], проте стандартна матриця Цемент–ОГ має три системні обмеження.

По-перше, γ-опромінення спричиняє радіаційно-механічну деградацію цементної матриці: при 130 МГр – послаблення адгезії фаз С–С–Н, при 290 МГр – мікротріщини, при 836 МГр – руйнування зразка [3].

По-друге, радіохімічна деградація [4]. γ-опромінення і β-частинки ¹⁴C зумовлюють радіоліз порової рідини з утворенням руйнівних радикалів ОН• та молекулярних продуктів Н₂ і Н₂О₂ відповідно [4, 5], що руйнують С–С–Н гель.

По-третє, гідрофобна поверхня графіту формує дефектну перехідну зону (interfacial transition zone, ITZ) підвищеної пористості на межі цемент–графіт [6].

Введення наночастинок ТiО₂ суттєво знижує вплив усіх трьох зазначених обмежень. Нуклеаційний ефект: частка С–С–Н зростає з 27 до 46 %, портландит знижується з 66 до 49 % [6]. Nano-filler ефект: водопоглинання знижується на 37,5–81,3 %, насипна щільність підвищується на 4,7–7,4 % [6]. Хімічний ефект: Тi–О–С зв'язки на поверхні графіту (підтверджено Фур'є-перетвореною інфрачервоною спектроскопією: 1082–1093 см⁻¹) усувають перехідну зону на межі поверхнь (ITZ – Interfacial Transition Zone) [7]. Рентгенофазовий аналіз (XRD) підтверджує інертність ТiО₂ у матриці, кристалічні фази анастасу/рутилу не змінюються після тверднення [6].

Щодо γ-екранування: вміст ТiО₂ 0–8 % монотонно підвищує лінійний коефіцієнт ослаблення μ і знижує товщину половинного (ТПШ) та десятичного (ТДШ) шарів при 662, 1173 і 1332 кеВ (діапазон ⁶⁰Со у складі ОГ) [8]. ТiО₂ як напівпровідник (Е_g ≈ 3,0–3,2 еВ) теоретично перехоплює β-енергію ¹⁴C (Е_{max} = 156 кеВ) через генерацію пар е⁻СВ + h⁺VB → ΔQ, зменшуючи радіоліз порової рідини. Поглинання β нанотрубками ТiО₂ задокументовано для бетавольтаїчних пристроїв [9]. У системах іммобілізації РАВ це не досліджувалось і є предметом подальших досліджень.

Висновки.

1. Подвійний механізм деградації цементної матриці, радіаційно-механічний (γ) і радіохімічний (γ, β), є ключовим обмеженням, яке знижується наномодифікацією ТiО₂.

2. ТiО₂ одночасно виконує три функції: структурний модифікатор (нуклеація + nano-filler + усунення ITZ), γ-екран (підвищення μ, зменшення ТПШ/ТДШ) і потенційний β-поглинач.

3. Система Цемент–ТiО₂–ОГ є науково обґрунтованою, але не дослідженою трикомпонентною матрицею, що визначає наукову новизну роботи.

1. А.В. Носовський. Наукові вісті НТУУ «КПІ» 53 (2007) 12.
2. IAEA. Managing Irradiated Graphite Waste: Final Report of a Coordinated Research Project. IAEA-TECDOC-2072. (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2024) 68 p.
3. A. Łowińska-Kluge, P. Piszora. Acta Phys. Pol. A 114 (2008) 399.
4. N. Rakhimova. Sustainability 15 (2023) 689.
5. В.Л. Сидоренко. Екологічна безпека Чорнобильської зони відчуження: техноприродні загрози від радіаційно небезпечних об'єктів і явищ. Дис. ... д-ра техн. наук (Київ, 2020) 470 с.
6. C.T. Florean et al. Coatings 14 (2024) 218.
7. C. Wang et al. Coatings 13 (2023) 226.
8. M.S. Eid et al. Sustainability 15 (2023) 763.
9. N.K. Katiyar, S. Goel. Nucl. Sci. Tech. 34 (2023) 33.

ЕФЕКТ НЕНАЛАГОДЖЕНОГО КРІОСТАТА. ЧАСОВІ КОЛИВАННЯ ПОЛОЖЕННЯ ЕКСИТОННИХ РІВНІВ У НАПІВМАГНІТНИХ КВАНТОВИХ ЯМАХ ПРИ СТАЦІОНАРНОМУ ЗБУДЖЕННІ

В. Й. Сугаков, Г. В. Верцімаха

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У роботі [1] спостерігалися періодичні коливання коефіцієнта відбивання світла в гетероструктурах на основі $\text{Cs}_3\text{Bi}_2\text{I}_9$ при стаціонарному збудженні в області частот екситонних переходів. Даний ефект був пояснений коливаннями температури в неідеально налаштованому кріостаті, ефект яких підсилюється поблизу фазового переходу у зразку. Періодичні коливання і коливання температури іншого типу спостерігаються в кріостатах [2, 3].

Цікаво дослідити подібний ефект в іншій системі, а саме в напівмагнітних напівпровідниках, де обмінна взаємодія між носіями заряду та магнітними іонами призводить до гігантського розщеплення енергетичних рівнів у зовнішньому магнітному полі [4]. Чутливість намагніченості підсистеми магнітних іонів до температури дає змогу очікувати суттєвої залежності положення екситонних смуг від коливань температури. Досліджувалася гетероструктура з подвійною квантовою ямою $\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$ в постійному магнітному полі при змінній температурі термостата. Одна з квантових ям даної системи є напівмагнітною – вона утворена шаром напівпровідника, що містить магнітні іони Mn. Залежність температури T від часу t вважалася

періодичною: $T = T_0 \left(1 + \frac{\Delta T}{T_0} \cos \left(2 \frac{\pi t}{t_0} \right) \right)$, де t_0 і ΔT – період і амплітуда коливань відповідно. Якщо

період коливань температури значно більший за час переходу між електронними рівнями, задача зводиться до стаціонарної задачі про енергію системи при температурі, яку система мала в певний момент часу. Дана стаціонарна задача розв'язувалася методом, розробленим у роботі [5]. Варіаційна хвильова функція вибиралась у вигляді, зручному для опису просторового положення носіїв заряду:

$$\Psi = \sum_{ij} a_{ij} \Psi_{ij}(\rho, z_e, z_h),$$

де функції $\Psi_{ij}(\rho, z_e, z_h) = \varphi_i(z_e) \psi_j(z_h) \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda_{ij}}} \exp \left(-\frac{|\vec{\rho}_e - \vec{\rho}_h|}{\lambda_{ij}} \right)$ описують електрон, локалізований у квантовій ямі i , і дірку в ямі j , $\varphi_i(z_e)$ та $\psi_j(z_h)$ – найнижчі стани електрона і дірки у відповідній ямі, $(\vec{\rho}_{e(h)}, z_{e(h)})$ – координата електрона (дірки), вісь z направлена перпендикулярно до шару ями, λ_{ij} – варіаційний параметр. Коефіцієнти a_{ij} визначають імовірність знайти електрон у квантовій ямі i і дірку в ямі j . Розрахунки проводилися для структури з шириною немагнітної ями, що дорівнює $L_1 = 26 \text{ ML}$, шириною магнітної ями $L_2 = 46 \text{ ML}$, шириною бар'єра $L_b = 6 \text{ ML}$, де $\text{ML} = 3,24 \text{ \AA}$ – ширина моношару CdTe ; $x = 0,05$, $y = 0,26$. Детально спосіб розрахунків та необхідні для них значення параметрів для даних матеріалів описано в роботі [6].

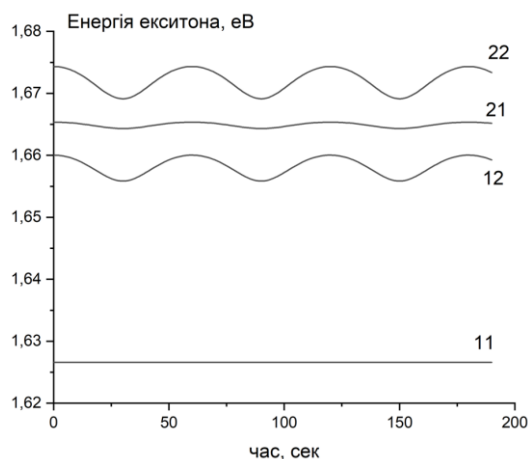


Рис. 1. Залежність енергетичних спектрів основного стану екситона від часу при середньому значенні температури системи $T = 3 \text{ K}$ і коливаннях температури з амплітудою 1 K і періодом 60 c у магнітному полі з напруженістю 3 T . Цифрами на рисунку позначено просторові стани екситона: 11 – електрон і дірка локалізовані в немагнітній квантовій ямі; 12 – електрон у немагнітній ямі і дірка в магнітній ямі; 21 – електрон у магнітній ямі і дірка в немагнітній ямі; 22 – обидва носії в магнітній ямі.

На рис. 1 показано результати розрахунку енергії 1S-стану екситона в магнітному полі для σ^+ -компоненти екситонного переходу.

Найбільший вплив флуктуації температури очікувано справляють на стан, що відповідає електрону і дірці, локалізованим у магнітній ямі (стан 22 на рис. 1), тоді як енергія стану екситона з носіями, локалізованими в немагнітній ямі, залишається з часом сталим. Коливання енергії є більшими, якщо в магнітному шарі локалізована дірка (стан 12 на рис. 1), а не електрон (стан 21). Це зумовлено більшим значенням обмінного інтеграла дірки порівняно з електроном, і, відповідно, сильнішою обмінною взаємодією дірки з магнітними домішками.

На рис. 2 показано положення енергії стану екситона з носіями, локалізованими в магнітній ямі, для кількох значень напруженості магнітного поля. Зі збільшенням магнітного поля зростає середня намагніченість магнітних іонів M_n і, відповідно, посилюється обмінна взаємодія екситона з ними. У слабких магнітних полях температурна залежність намагніченості є різкою, і амплітуда коливань енергії екситона зростає з ростом напруженості поля. При подальшому зростанні магнітного поля намагніченість кристала досягає насиченості, і коливання температури вже не мають суттєвого впливу на намагніченість кристала. Це пояснює зменшення амплітуди осциляцій енергетичного положення екситонного рівня. Це видно також з кривих на рис. 3, де показана залежність амплітуди коливань енергії екситонного стану в магнітному шарі від напруженості магнітного поля.

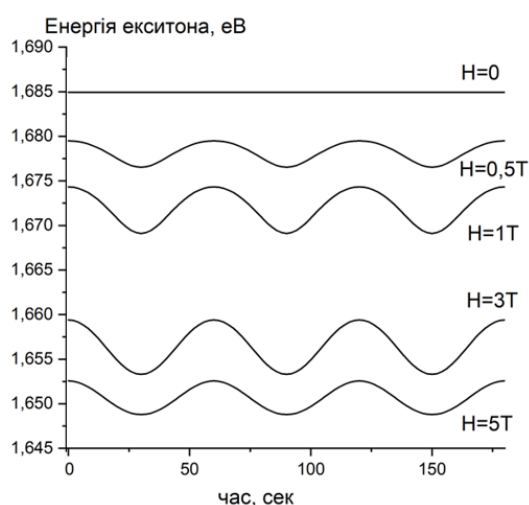


Рис. 2. Залежність положення лінії екситона з носіями локалізованими в магнітній ямі для різних значень зовнішнього магнітного поля H .

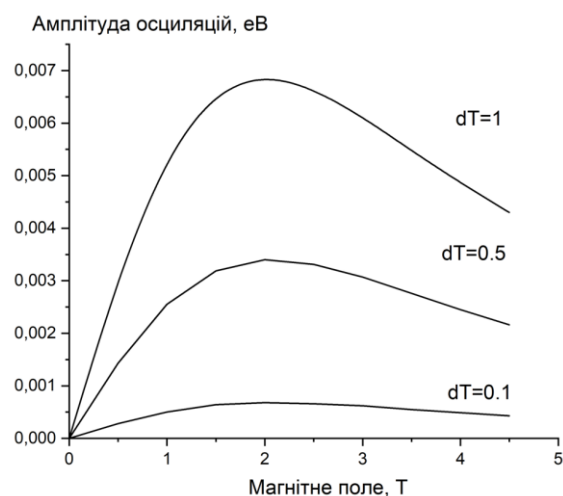


Рис. 3. Залежність амплітуди осциляцій енергії екситонного стану з носіями, локалізованими в напівмагнітній ямі, від зовнішнього магнітного поля для кількох значень амплітуди флуктуацій температури.

Таким чином, у гетероструктурах на основі напівмагнітних напівпровідників коливання температури можуть використовуватися як джерело інформації про взаємодію електронних станів системи з магнітними домішками.

1. F.V. Motsnyi et al. Solid State Commun. 137 (2006) 221.
2. C. Pan et al. Cryogenics 109 (2020) 103097.
3. S. Liu et al. Appl. Therm. Eng. 258 (2025) 124562.
4. A.V. Komarov et al. Sov. Phys. JETP 46 (1977) 318.
5. S.B. Lev, V.I. Sugakov, G.V. Vertsimakha. J. Phys.: Condens. Matter (2004) 16 4033.
6. O. Terletskii et al. Phys. Status Solidi C 14 (2017) 1700124.

НАУКОВО-ТЕХНОЛОГІЧНІ ПІДХОДИ ЩОДО ЗНЯТТЯ З ЕКСПЛУАТАЦІЇ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ З ГРАФІТОВИМ СПОВІЛЬНЮВАЧЕМ. СТАН ВИВЧЕНОСТІ ТА СВІТОВИЙ ДОСВІД У ВИРІШЕННІ ДАНОЇ ПРОБЛЕМАТИКИ

Є. Т. Тєгкаєв, К. В. Сімейко

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

На сьогодні у світі все ще експлуатується 17 промислових енергоблоків з графітовим сповільнювачем та близько 65 реакторів зупинено й потребують остаточного зняття з експлуатації. Тому дуже гостро постає питання подальшого поводження з опроміненим графітом, загальна кількість якого становить більше 250 тис. т. Успішне вирішення цього питання потребує всезагального, багатостороннього вивчення. Дослідницькі роботи проводилися різними країнами в різний час. У даній доповіді наводиться стислий огляд найбільш вагомих дослідницьких програм, що були проведені за останні 20 років.

Метою роботи є ознайомлення широкого кола спеціалістів із сучасним станом вивченості вказаної проблематики. Представлені матеріали можуть бути використані для розробки національних стратегій при поводженні з опроміненим графітом, його дезактивації, кондиціонування, розробки методів захоронення, а також розробки загальних методів демонтажу графітової кладки ядерних реакторів.

Програма американського Науково-дослідного інституту електроенергетики (Electric Power Research Institute – EPRI) фокусувалася на практичних аспектах демонтажу АЕС і була певною мірою першопрохідцем у вивченні проблеми опроміненого графіту. Програму було започатковано у США в 2005 р. Вона охоплювала такі напрями досліджень: (1) оцінка ризиків і забезпечення безпеки під час демонтажу – виконано фундаментальні дослідження ризиків займання та вибуху графітового пилу, проаналізовано характеристики пилу, що утворюється під час механічної обробки графітової кладки, а також досліджено поведінку радіонуклідів ^{14}C і ^{36}Cl під час вимивання їх з графіту водою [1, 2]; (2) технології обробки та мінімізації відходів – розроблено методи термічної й хімічної обробки для зменшення об'єму відходів, запропоновано стратегії довгострокового зберігання та захоронення, а також проаналізовано технологію газифікації як способу розділення ізотопів [3, 4]; (3) цифрове моделювання та практичні інструменти демонтажу – розроблено методи дистанційного моніторингу тріщин і деформацій графітової кладки, а також сформовано наукове підґрунтя для створення національних стратегій захоронення опроміненого графіту [5–7].

У свою чергу проєкт CARBOWASTE (2008–2012 рр.) був головною науковою ініціативою Європейського Союзу (в межах 7-ї Рамкової програми), спрямованою на створення цілісної системи поводження з опроміненим графітом. На відміну від Програми EPRI, яка більше фокусувалася на інженерних аспектах США та Британії, проєкт CARBOWASTE об'єднав 28 організацій з 11 країн (включаючи Литву, Францію та Німеччину) для вирішення проблем реакторів UNGG, AGR, РБМК та НТР.

У межах проєкту CARBOWASTE було розроблено інструмент багатокритеріального аналізу рішень (Multi-Criteria Decision Analysis, MCDA), який дає змогу країнам обирати оптимальну стратегію виведення з експлуатації (наприклад, «негайний» або «відкладений» демонтаж) з урахуванням особливостей національного законодавства, фінансових можливостей та наявної інфраструктури для захоронення відходів.

Проєкт CARBOWASTE розділений на «Робочі пакети» (Work Packages – WP):

WP 1: Інтегроване управління відходами – створення «дорожньої карти», яка веде оператора АЕС від зупинки реактора до закриття сховища відходів [8].

WP 2: Характеристика графіту – детальний атлас того, як радіація змінює пористість та мікроструктуру графіту. Уперше було чітко розділено «органічний» та «неорганічний» ^{14}C [9].

WP 3: Вилучення та поводження – огляд технологій дистанційного вилучення блоків кладки. Аналіз ризиків механічного руйнування блоків при спробі їх витягнути [10].

WP 4: Дезактивація та переробка – порівняння ефективності термічних та хімічних методів. Висновок: термічна обробка (піроліз) є найбільш перспективною для промислового масштабу [11].

WP 5: Захоронення та безпека – моделювання поведінки графіту в соляних, глиняних та гранітних сховищах на термін у 10000 років [12, 13].

Головним результатом проєкту було створення інтегрованого посібника (Tool Box), який допомагає країнам-учасникам вибирати оптимальні шляхи поводження з відходами – від вилучення та розділення до кондиціонування та остаточного захоронення.

Проект GRAPA (Irradiated Graphite Processing Approaches) – це дослідницька ініціатива МАГАТЕ, яка стала логічним продовженням та об'єднавчим майданчиком для напрацювань програми EPRI та проекту CARBOWASTE. Метою проекту було створення цілісної міжнародної платформи для обміну досвідом та розробки практичних рекомендацій щодо вилучення, аналізу, переробки та захоронення графітових відходів.

Ключовими звітами та публікаціями МАГАТЕ є: (1) IAEA-TECDOC-1154 Irradiation damage in graphite due to fast neutrons in fission systems [14]; (2) IAEA-TECDOC-1521 Characterization, Treatment and Conditioning of Radioactive Graphite from Decommissioning of Nuclear Reactors [15]; (3) IAEA-TECDOC-1790 Processing of Irradiated Graphite to Meet Acceptance Criteria for Waste Disposal [16]; (4) IAEA-TECDOC-2072 Managing Irradiated Graphite Waste [17].

1. Flammability and Explosivity of Decommissioning-Generated Graphite Dust. Report No. 1014797 (Palo Alto, CA: Electric Power Research Institute, 2006) 112 p.
2. Characterization of Graphite Dust Generated During Cutting of Irradiated Graphite. Report No. 1015460 (Palo Alto, CA: Electric Power Research Institute, 2007) 86 p.
3. Graphite Decommissioning: Survey of Disposal Options and Leaching Behavior. Report No. 1016772 (Palo Alto, CA: Electric Power Research Institute, 2008) 144 p.
4. Treatment of Irradiated Graphite: Review of Technologies for Waste Volume Reduction. Report No. 1025215 (Palo Alto, CA: Electric Power Research Institute, 2012) 98 p.
5. Options for Management of Spent Nuclear Graphite. Report No. 3002003102 (Palo Alto, CA: Electric Power Research Institute, 2014). 120 p.
6. International Review of Irradiated Graphite Waste Management. Report No. 3002010619 (Palo Alto, CA: Electric Power Research Institute, 2017) 138 p.
7. Technical Basis for the Development of Graphite Waste Disposal Strategies. Report No. 3002023914 (Palo Alto, CA: Electric Power Research Institute, 2022). 156 p.
8. P. Toulhoat et al. Review of Existing Graphite Waste Management Practices. CARBOWASTE Deliverable D-1.1.1. (European Commission, 2010) 76 p.
9. W. Von Lensa et al. Integrated Management Strategy for Irradiated Graphite. CARBOWASTE Deliverable D-1.3.1. (European Commission, 2011) 84 p.
10. N. Petit, S. Payne. Retrieval and Segregation of Irradiated Graphite. CARBOWASTE Deliverable D-3.2.1. (European Commission, 2011) 92 p.
11. V. Marsal et al. Report on the Behaviour of i-Graphite in Disposal Conditions. CARBOWASTE Deliverable D-5.3.1. (European Commission, 2012) 115 p.
12. A.W. Banford, A.J. Wickham CARBOWASTE: Treatment and Disposal of Irradiated Graphite and Other Carbonaceous Waste. Final Summary Report (European Commission, 2013) 210 p.
13. IAEA Nuclear Energy Series NW-T-1.11. Progress in Radioactive Graphite Waste Management (Vienna: IAEA, 2010) 254 p.
14. IAEA-TECDOC-1647. Irradiated Graphite Management: Progress in Selection and Optimization of Conditioning Options (Vienna: IAEA, 2010) 114 p.
15. IAEA Nuclear Energy Series NW-T-1.10. Processing of Irradiated Graphite to Meet Acceptance Criteria for Waste Disposal (Vienna: IAEA, 2016) 182 p.
16. IAEA-TECDOC-1799. Characterization of Irradiated Graphite in Nuclear Reactors (Vienna: IAEA, 2016) 146 p.
17. IAEA-TECDOC-1956. Approaches to the Management of Irradiated Graphite (Results of the GRAPA Project) (Vienna: IAEA, 2021) 208 p.

ОЦІНКА ПОХИБОК ПРИ РОЗРАХУНКУ ФУНКЦІЙ РОЗПОДІЛУ ЛОКАЛЬНИХ ПОЛІВ ЦИЛІНДРИЧНИХ ПАРАМАГНІТНИХ ЧАСТИНОК

Ю. В. Яковенко, Ю. Б. Шевченко, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Останніми роками деякі лабораторії розробили нові перспективні колоїдні системи для терагностики, які містять парамагнітні іони. Діагностична цінність цих наносистем визначається ефективністю їхнього впливу на релаксацію ядер оточуючих тканин по механізму прямої диполь-дипольної (dd) взаємодії. У попередніх дослідженнях [1] нами було вивчено ядерну релаксацію під впливом таких дисперсних частинок і введено функцію розподілу $D_p(h)$, яка описує просторовий розподіл середніх квадратів локальних магнітних полів, створених парамагнітною частинкою певної форми. Функція $D_p(h)$ залежить від форми та розмірів частинки, а також від відстані h до її латеральної поверхні. Якщо відомі концентрація σ_μ парамагнітних іонів з ефективними магнітними моментами μ_{ef} , а також форма та розміри частинки, то $D_p(h)$ цілком визначає вплив частинки на релаксацію ядер оточення. Раніше нами було отримано формули $D_p(h)$ для частинок різної форми. При екстремально малих h (набагато менших за розміри частинок) формули $D_p(h)$ для всіх типів частинок набувають вигляду $D_0 = \frac{\pi}{6} \frac{1}{h^3}$. Для сферичних частинок було отримано аналітичні вирази, які є точними при всіх радіусах частинок і відстанях h . Для циліндричних та пластиноподібних частинок формули $D_p(h)$ отримано формули для граничного випадку, коли h є набагато менше за всі розміри частинки або коли довжина циліндра L , або два лінійні розміри пластини є нескінченними.

Мета даної роботи – оцінити неточність при розрахунку $D_p(h)$ циліндра скінченної довжини. Ми оцінюємо лише поля парамагнітних циліндрів з $L > R$, де R – радіус циліндра. У роботі [1] було отримано такі співвідношення:

$$D_{cyl}(b, L) = \int_{-L}^{+L} dz \iint_{C_R} dx dy \left[(x - R - h)^2 + y^2 + z^2 \right]^{-3}, \quad (1)$$

$$D_{cyl}(b, L) = \frac{3\pi}{8h^3} \Phi(b, \lambda), \quad (2)$$

$$\Phi(b) = \Phi(b, \infty) = \iint_{C_{1/b}} d\xi d\eta \left[(1 + 1/b - \xi)^2 + \eta^2 \right]^{-5/2} \quad (\text{при } L \rightarrow \infty), \quad (3)$$

$$\Phi_0(b) \approx \frac{4}{9} - \frac{b}{3} + \frac{b^2}{4} - \frac{b^3}{2} \quad (\text{при малих } b), \quad (4)$$

$$D_{cyl} \approx \frac{\pi}{6h^3} \quad (b \rightarrow 0), \quad (5)$$

$$\Phi_\infty(b) \approx \frac{\pi b^3}{\beta^5} \left(1 - \frac{25}{8\beta^2} \right) \quad (b \rightarrow \infty), \quad (6)$$

де $b = h/R$, $\lambda = L/R$; $\xi = x/h$, $\eta = y/h$, x та y – декартові координати.

Функцію $\Phi(b)$ було розраховано чисельно (було використано функцію `quad` з бібліотеки `scipy`). На рис. 1 видно, що ні апроксимант $\Phi_0(b)$ – рис. 1, а, ні апроксимант $\Phi_\infty(b)$ – рис. 1, б не є задовільними для $b \sim 0,5-1,5$. З цієї причини ми наближаємо розраховану функцію $\Phi(b)$ апроксимацією Паде, яка враховує старші члени асимптотик (4) та (6):

$$\Phi_1(b) \approx \frac{4}{9} \frac{1 + \alpha b}{1 + \beta_1 b + \beta_2 b^2 + 4\alpha / (9\pi) b^3}. \quad (7)$$

Для $b \approx 0$ отримуємо $\Phi_1(b) \approx 4/9$, що узгоджується з рівнянням (4). Для $b \approx \infty$, рівняння (7) дає $\Phi_1(b) \approx \pi/b^2$, що узгоджується з рівнянням (6). Використовуючи функцію `curve_fit` бібліотеки `scipy`, ми знайшли $\alpha=0,04$, $\beta_1=0,74$ та $\beta_2=0,17$. Відносна похибка цього апроксиманта, $\chi(b) = [\Phi_1(b) - \Phi(b)] / \Phi(b)$, не перевищує 0,7 %.

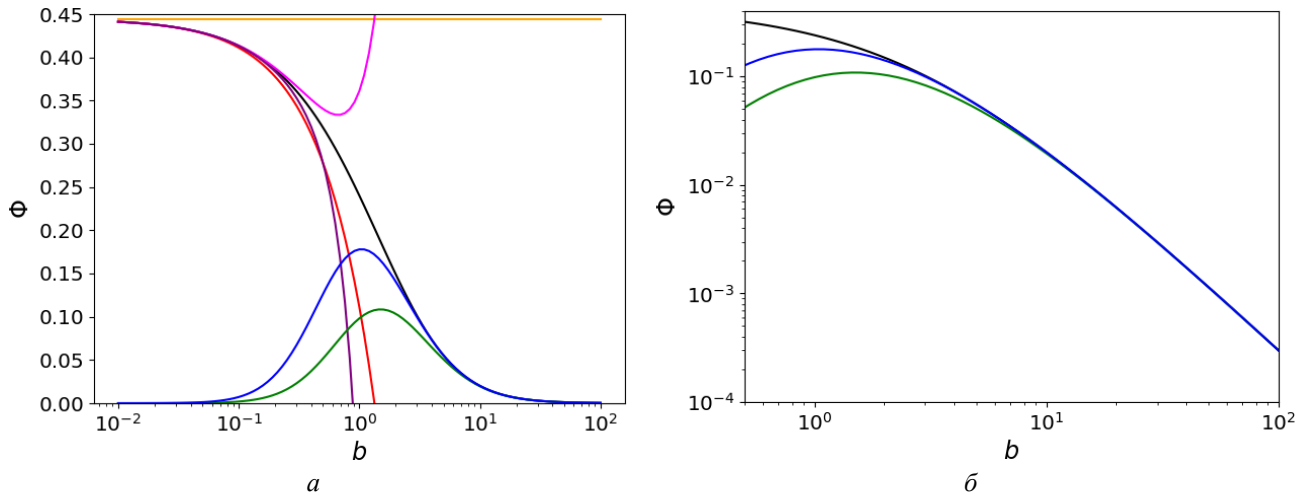


Рис. 1. а – Розрахована чисельно функція $\Phi(b)$, див. (3), і його апроксиманти $\Phi_0(b)$ (див. (4)), та $\Phi_\infty(b)$ (див. (6)), а також апроксимації, отримані шляхом усічення $\Phi_0(b)$ та $\Phi_\infty(b)$. Позначення: чорна крива – $\pi\Phi(b)$; помаранчева – константа $4/9$; червона – $4/9 - b/3$; бузкова – $4/9 - b/3 + b^2/4$; фіолетова – $\Phi_0(b)$; зелена – $\pi b^3/\beta^5$; синя – $\Phi_\infty(b)$. $b - \Phi(b)$ та $\Phi_\infty(b)$ при великих значеннях b .

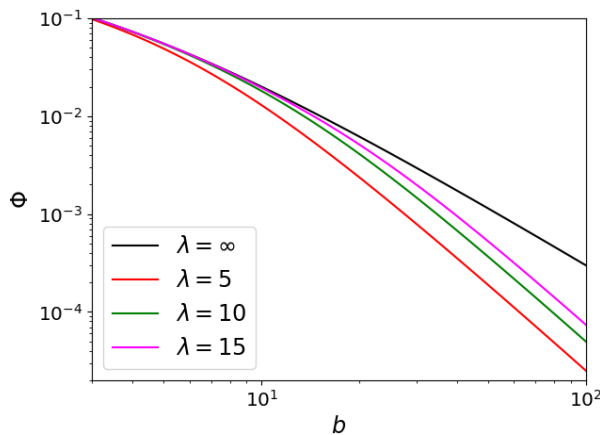


Рис. 2. Функції $\Phi(b, \lambda)$ для різних λ .

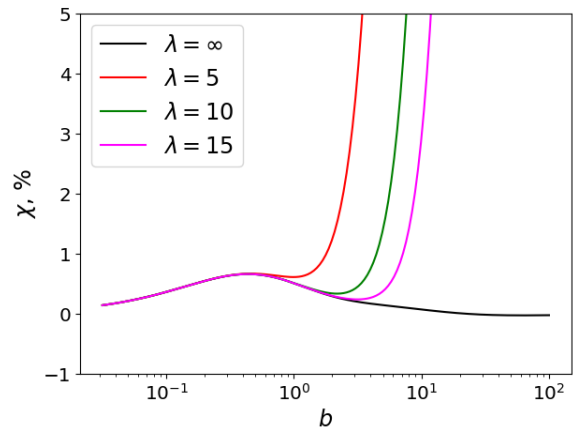


Рис. 3. Відносна похибка апроксиманта $\Phi_1(b)$ для різних λ .

Було досліджено застосовність рівняння (7) для скінченної довжини циліндра (L). Після заміни змінних з рівнянь (1) та (2) отримуємо

$$\Phi(b, \lambda) = \frac{2b^3}{3\pi} \iint_{c_1} \frac{d\tilde{\xi} d\tilde{\eta}}{\alpha^5} \left[3 \arctan(\Lambda) + \frac{3\Lambda^3 + 5\Lambda}{(1 + \Lambda^2)^2} \right] \quad T_{1d}^{-1} = \frac{1}{15} K, \quad (8)$$

де $\tilde{\xi} = x/R$, $\tilde{\eta} = y/R$, $\alpha = \left[(1 + b - \tilde{\xi})^2 + \tilde{\eta}^2 \right]^{1/2}$, $\Lambda = \lambda/\alpha$, та обчислюємо інтеграл у цьому рівнянні чисельно (тут ми також використали функцію `quad` з бібліотеки `scipy`). Як і слід було очікувати, скінченна довжина циліндра впливає на $\Phi(b, \lambda)$ на великих відстанях b (рис. 2). На рис. 3 показано

$\chi(b, \lambda) = [\Phi_1(b) - \Phi(b, \lambda)] / \Phi(b, \lambda)$, відповідні відносні похибки апроксиманта $\Phi_1(b)$. З рис. 3 робимо висновок, що наближення працює досить добре, коли $h < d/3$, де d – відстань до найближчої основи циліндра. Поблизу основ циліндра всі результати, отримані для нескінченного циліндра, не застосовні.

1. Ю.Б. Шевченко та ін. Просторова дисперсія дипольних полів циліндричних парамагнітних частинок (числовий розрахунок). У кн.: XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 26–30 вересня 2022 року). Анотації до доповідей (Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2022) с. 231.

**ОСОБЛИВОСТІ ІНІЦІЮВАННЯ
ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РОЗРЯДУ В ЧИСТИХ ПАРАХ ЦИРКОНІЮ**

А. Г. Борисенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Процеси ініціювання, або «запалення», вакуумних дугових розрядів у парах твердофазних матеріалів впливають не лише на ресурс безперервної роботи генераторів плазових потоків, але й на процеси на розрядних електродах та відповідно на процеси формування переносу струму між ними. Це робить актуальними їхні дослідження в різних типах електричних розрядів та технологічних джерелах плазми. Результати цих досліджень становлять певний науковий та практичний інтерес при роботі різного технологічного обладнання [1]. Актуальними також є дослідження процесів на анодних електродах різних електричних розрядів. Зокрема, процесів випаровування анодного електроду, генерації анодної плазми та утворення анодних плям [2–4].

Дана робота доповнює результати попередніх досліджень умов генерації плазових потоків парів конструкційних матеріалів ядерної енергетики, отриманих за допомогою несамотійного дугового розряду в парах матеріалів аноду [5–9]. Відомо, що даний тип розряду здатен генерувати плазові потоки твердофазних матеріалів без крапель робочого матеріалу і з високою часткою іонів. Зокрема, генеровані даним типом розряду плазові потоки парів цирконію можуть мати коефіцієнти іонізації до 60–100 % [8, 9]. Можливості даного розряду генерувати плазові потоки з високим коефіцієнтом іонізації становлять певний інтерес при вирішенні різних технологічних завдань.

У даній доповіді представлено результати експериментальних досліджень процесів ініціювання несамотійного вакуумно-дугового розряду в чистих парах монокристалічного цирконію. Наведено динаміку параметрів вакуумно-дугового розряду в парах цирконію при «запалюванні» розряду методом «вакуумного діоду» та в парогазовій суміші парів цирконію з газом при використанні додаткового газового розряду в схрещених $E \times B$ полях. Показано перехід дугового розряду в парогазовій суміші до розряду в чистих парах цирконію. Наведено основні параметри несамотійного газового розряду з поперечними $E \times B$ полями. Показано, що застосування різних методів ініціювання вакуумного дугового розряду в парах цирконію призводить до формування стабільно існуючого розряду, який характеризується різними початковими значеннями струму та напруги, а також потребує різної потужності джерел електроживлення для його генерації. Встановлено, що параметри газового розряду можуть суттєво впливати на динаміку параметрів основного дугового розряду в процесі «запалювання».

1. I. Sysoiev, Y. Shyrokyi, K. Fesenko. Probl. At. Sci. Technol. 1 (2026) 184
<https://doi.org/10.46813/2026-161-184>
2. I. Beilis. *Plasma and Spot Phenomena in Electrical Arcs* (Springer Cham, Cham, 2020) XXXI, 1126 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-030-44747-2>
3. S. Mengmeng et al. Phys. Plasmas 32 (2025) 023506. <https://doi.org/10.1063/5.0241863>
4. M.S. Bieniek, P.G.C. Almeida, M.S. Benilov. Plasma Sources Sci. Technol. 27 (2018) 05LT03.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aac0e9>
5. A.G. Borisenko, Yu.S. Podzirei. Probl. At. Sci. Technol. 1 (2015) 177.
6. A.G. Borisenko et al. Probl. At. Sci. Technol. 6 (2018) 241.
7. A.G. Borisenko et al. Probl. At. Sci. Technol. 4 (2019) 165.
8. A.G. Borisenko. Probl. At. Sci. Technol. 6 (2024) 61. <https://doi.org/10.46813/2024-154-061>
9. A.G. Borisenko. Probl. At. Sci. Technol. 1 (2025) 46. <https://doi.org/10.46813/2025-155-046>

ЗАСТОСУВАННЯ ФІЗИЧНО-ІНФОРМОВАНИХ НЕЙРОМЕРЕЖ ДО ЗАДАЧ МОДЕЛЮВАННЯ ГЕЛІКОННОГО ДЖЕРЕЛА ПЛАЗМИ З ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ

Ю. В. Вірко, В. Ф. Вірко, П. В. Порицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Стрімкий розвиток обчислювальних технологій та методів машинного навчання відкриває принципово нові можливості для моделювання складних фізичних систем. Поява спеціалізованих обчислювальних архітектур та фреймворків автоматичного диференціювання зробила можливим вбудовування фізичних законів безпосередньо в архітектуру нейронних мереж. На цьому перетині класичної математичної фізики та глибокого навчання виникла концепція Physics-Informed Neural Networks (PINN) – підхід, запропонований Raissi et al. (2019) [1], що набуває широкого розповсюдження в обчислювальній фізиці.

На відміну від методів, керованих суто даними, PINN використовують диференціальні рівняння досліджуваної системи як обмеження функції втрат при навчанні. Це забезпечує фізичну коректність отримуваних розв'язків та дає змогу ефективно працювати в умовах обмеженої кількості експериментальних даних.

Геліконний розряд є одним з найбільш ефективних джерел генерації щільної низькотемпературної плазми, який знаходить широке застосування у технологічних процесах мікроелектроніки, плазмохімії та фізичних експериментах [2]. Складна взаємодія електромагнітних хвиль з плазмою роблять повний аналітичний опис розряду складним, а застосування класичних чисельних методів – обчислювально затратним.

Застосування PINN до задач моделювання геліконної плазми є природним розвитком методів чисельного моделювання. Серед ключових переваг такого підходу – можливість розв'язання обернених задач з відновленням параметрів системи з неповних вимірювань, відсутність необхідності у дискретизації розрахункової сітки, а також суттєве зниження обчислювальних витрат на етапі використання моделі після навчання.

Метою роботи було моделювання радіального профілю магнітного поля $B_z(r)$ та хвильового вектора k_r геліконної хвилі (мода $m = 0$, $n_r = 2$) без використання аналітичного розв'язку.

В якості керуючих рівнянь використовується хвильове рівняння для геліконної моди та рівняння, що описує згасаюче потенціальне поле для вакууму. Граничні умови задано як умовою провідної стінки $B_z(R) = 0$, так і симетрією на осі з нормуванням амплітуди $B_z(0) = 1$.

Додатково враховуються вимоги до того, щоб шукане власне значення (хвильовий вектор) залишалося фізично коректним.

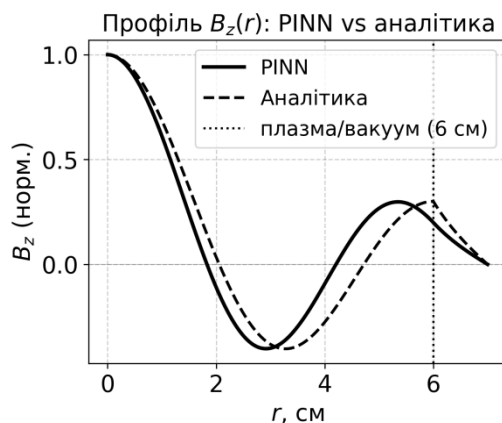


Рис. 1. Радіальний розподіл ВЧ магнітного поля B_z .

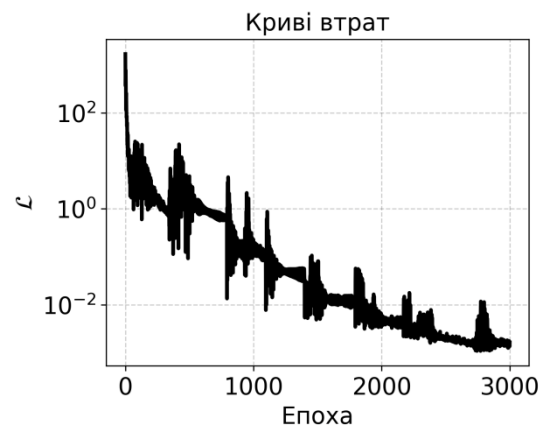


Рис. 2. Значення загальної функції втрат для двофазного процесу навчання (Adam + L-BFGS).

Для моделювання було розроблено модульну архітектуру PINN, що складається з двох окремих нейронних мереж (для плазми та вакууму), кожна з яких містить по 3 приховані шари з 50 нейронами у кожному. Для покращення апроксимації осцилюючих розв'язків на вході застосовано шар Фур'є-кодування (Fourier Embedding). Як функцію активації обрано гіперболічний тангенс ($\tanh$), що забезпечує необхідну гладкість похідних при розрахунку фізичних нев'язок. Реалізовано двофазний

процес навчання алгоритмом Adam з динамічним зменшенням швидкості навчання для стабільного пошуку глобального мінімуму, після чого виконувалася оптимізація методом L-BFGS. Результати розрахунків наведено на рис. 1 і 2.

Розроблений алгоритм успішно знаходить власне значення з похибкою менше 1 % та відтворює фізичний розподіл поля в плазмі й вакуумі, що підтверджує ефективність нейромережевого підходу для задач математичної фізики.

1. M. Raissi, P. Perdikaris, G.E. Karniadakis. J. Comput. Phys. 378 (2019) 686.
2. V.F. Virko et al. Probl. At. Sci. Technol. 6 (2014) 130.

BEAM-DRIVEN WAKEFIELD IN LAYERED PLASMA WAVEGUIDE

K. V. Galaydych, P. I. Markov, G. V. Sotnikov

NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine

Plasma wakefield accelerators (PWFA) represent one of the promising new accelerator concepts that are now being developed intensively for future applications in high-energy physics and industry. Among the unresolved problems of practical implementation of PWFA there are maintaining the required quality (emittance, size, energy spread) and stable transportation of drive and accelerated bunches over long acceleration distances. For improving the bunch transport, we propose that the plasma channel method should be modified by filling the bunch transport channel with the background plasma, the density of which is lower than the main plasma density, building up an accelerating wake wave. We call this waveguide structure with a non-uniform transverse plasma profile a layered plasma waveguide (LPW). The layered plasma has been modeled as a combination of a tubular plasma and a plasma column of significantly different densities (Fig. 1). The plasma column has a lower density. In the linear approximation of plasma dynamics, and a sharp interface between the plasma layers, analytical expressions for the excited longitudinal and transverse wakefields were obtained [1].

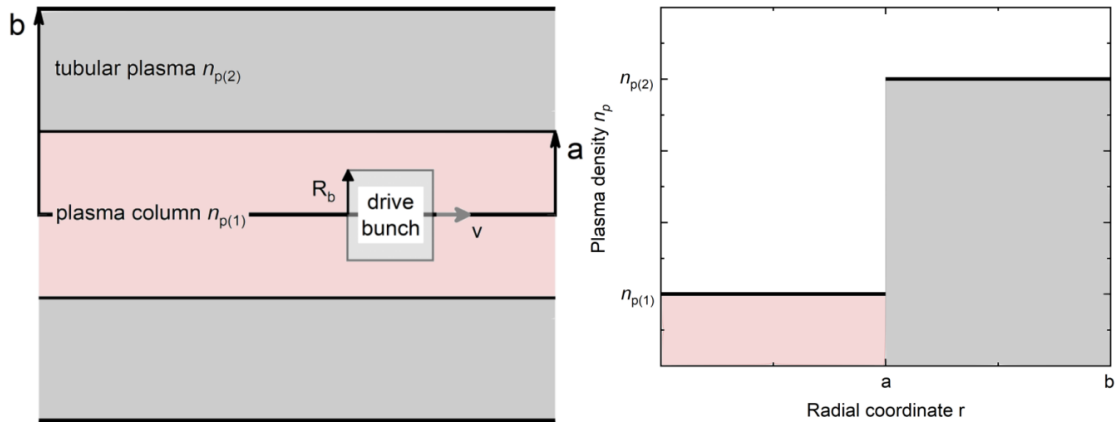


Fig. 1. *Left* – Sectional view of the cylindrical plasma waveguide. Metal coating, layered plasma, and drive bunch are shown schematically. The drive bunch moves along to the waveguide axis without an offset. *Right* – The layered plasma comprises two layers adjacent to one another: the inner plasma (the plasma column of radius a) has the density $n_{p(1)}$, and the density of the outer (tubular) plasma is equal to $n_{p(2)}$. The outer radius of the tubular plasma equals the radius of the waveguide.

For numerical analysis, the following parameters were chosen: waveguide radius of 600 μm , plasma column radius of 300 μm , plasma column density of $4.93 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, tubular plasma density of $1.53 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, energy of electron drive bunch of 5 GeV, charge of the drive bunch of 2.0 nC, length of the drive bunch of 250 μm , radius of the drive bunch of 250 μm . The dispersion dependencies of the TM-modes of the LPW were obtained and analyzed, and it was found that there was a single TM wave resonant with the electron bunch. It is shown that for certain density ratios of the outer and inner plasmas, it is possible to both accelerate and focus the drive and witness bunches simultaneously. Based on the obtained analytical expressions, the structures of the axial and radial wakefield amplitudes have been numerically investigated. Figure 2 shows the 2D distributions of axial E_z and radial $W_r = E_r - \beta H_\phi$ wakefields excited by a single drive electron bunch. The most essential qualitative differences between the wakefield distributions, namely, in their longitudinal structure, are observed in the region of the plasma column of the layered plasma waveguide. In this region, the transverse wakefield W_r has a clearly defined longitudinal period equal to $\approx 1.5 \text{ mm}$, which corresponds to the Langmuir wave frequency $\approx 200 \text{ GHz}$. In the distribution of the longitudinal wakefield E_z in the region of the plasma column, two periods can be seen, viz., $\approx 1.5 \text{ mm}$ and $\approx 0.5 \text{ mm}$. The second period is due to the excitation of the TM_{01} wave of the layered plasma waveguide, having the frequency $\approx 600 \text{ GHz}$ (Cherenkov resonant frequency).

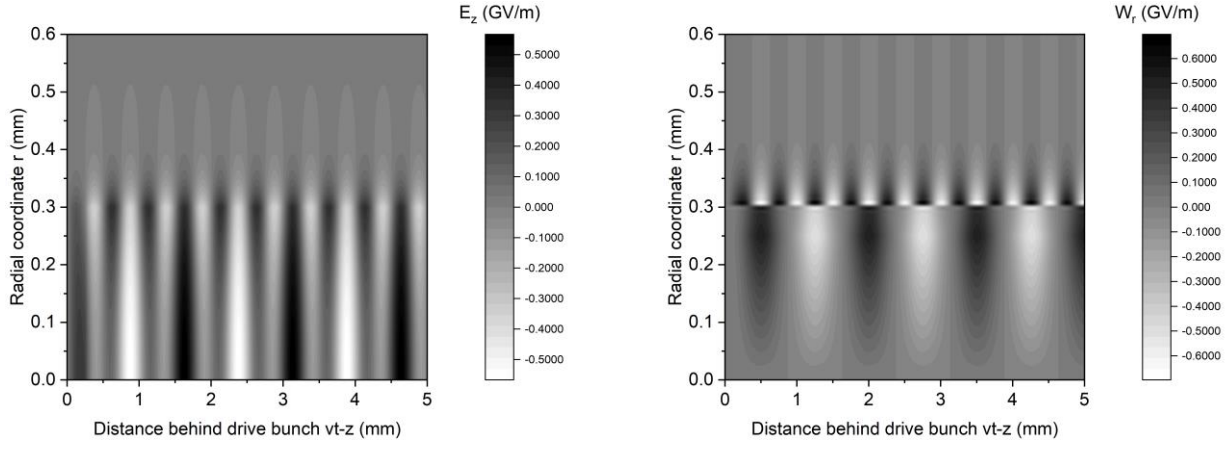


Fig. 2. Two-dimensional distributions of the longitudinal (*left*) E_z and transverse (*right*) W_r wakefields excited by a single drive electron bunch. The drive bunch propagates from right to left along the waveguide axis with constant velocity. Drive bunch head is located at $vt - z = 0$.

In the tubular plasma region, the distributions of the longitudinal and transverse wakefields have a similar longitudinal structure with the period equal to the period of the TM_{01} wave. Their amplitudes decline rapidly from the interface inward the tubular plasma in consequence of the surface character of the TM_{01} wave. A spectral amplitude-frequency analysis of the excited wakefields has been carried out as well. Figure 3 shows the spectra of the excited wakefield. In the plasma column region, the wakefield spectra demonstrate two maxima, which correspond to the Langmuir frequency of the plasma column ≈ 200 GHz, and the resonant eigenfrequency of the waveguide ≈ 600 GHz. The frequency that gives the main contribution to the longitudinal wakefield is the resonant frequency.

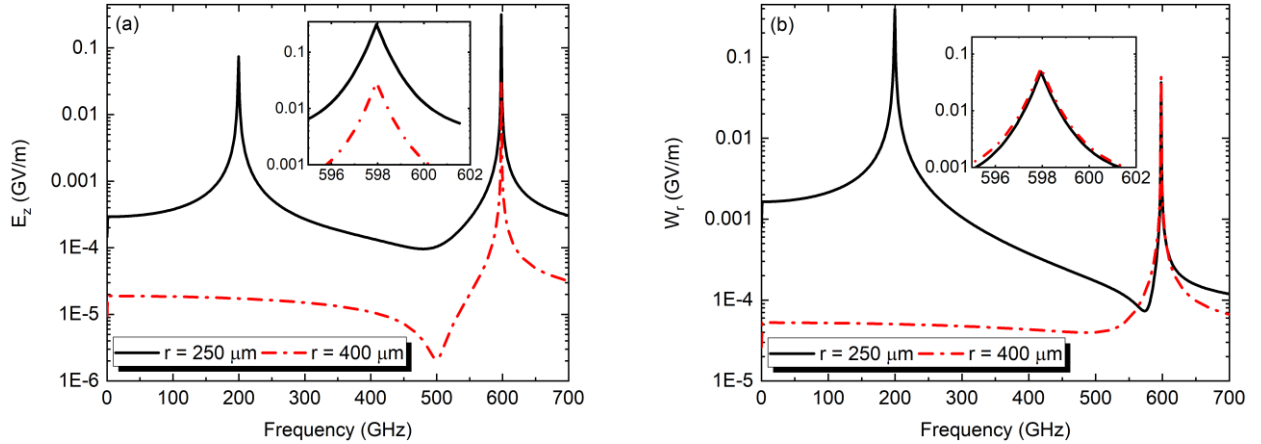


Fig. 3. Amplitude-frequency spectra of the longitudinal (*a*) and transverse (*b*) wakefields excited by a single drive electron bunch calculated in the plasma column region at $r = 250$ μm (solid black line), and in the tubular plasma region at $r = 450$ μm (dash-dotted red line).

The transverse wakefield spectrum shows that in the plasma column region, the main contribution corresponds to the Langmuir frequency, and the contribution to its total amplitude at the resonant frequency is negligibly small. In the tubular plasma region, the spectra of both the longitudinal and transverse wakefields have a single maximum corresponding to the resonant frequency.

The study is supported by the National Research Foundation of Ukraine under the program “Excellent science in Ukraine” (project # 2023.03/0182).

1. K.V. Galaydych, P.I. Markov, G.V. Sotnikov. arXiv:2601.04903 [physics.acc-ph] (2026).
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2601.04903>

ПРО ВПЛИВ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ НА ФОРМУ, РОЗМІР ТА СТРУКТУРУ ПЛАЗМОВОГО КАНАЛУ ІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ У ВОДІ

В. В. Гладковський^{1,2}, М. А. Бєлошенко², В. Г. Панченко²,
П. В. Порицький², Ю. В. Вірко², О. А. Федорович²

¹ Національна академія наук України, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Застосування високовольтих імпульсних розрядів у воді передбачає широкий спектр галузей для застосування, від очищення води до матеріалознавства [1–10]. Зокрема, цей метод можна використати для ефективного знищення мікроорганізмів та органічних забруднювачів у воді, а також для модифікації властивостей матеріалів. Вивчення плазмових властивостей і динаміки ударних хвиль, які виникають у процесі такого електричного розряду, мають важливе значення для розуміння поведінки матеріалів в екстремальних умовах. Крім того, дослідження форми каналу є необхідним для визначення симетрії, в якій виконуються розрахунки тиску, а також важливо враховувати вплив нестійкостей плазмового каналу на його поперечні розміри.

У доповіді наведено результати досліджень форми, розмірів та структури плазмового каналу, що утворюється імпульсним розрядом у воді, ініційованим електричним вибухом металевих провідників (рис. 1 і 2). Встановлено, що плазмовий канал має циліндричну форму з невеликими потовщеннями поблизу електродів та демонструє значну неоднорідність на пізніх стадіях розвитку. Радіус каналу збільшується при зростанні введеної енергії, досягаючи максимальних значень на ранніх стадіях розряду, після чого спостерігається уповільнення розширення. На рис. 2 наведено типову фотореєстрацію розширення каналу, де можна спостерігати ударні хвилі, що утворюються під час вибуху провідника, а також після пробою парів металу при інтенсивному введенні енергії в канал. Виявлено також, що швидкість поширення ударних хвиль збільшується до 2000 м/с, а згодом експоненційно наближається до швидкості звуку у воді.

Показано, що плазмовий канал має циліндричну форму з двома невеликими куполоподібними потовщеннями поблизу електродів. Діаметри каналу значно різняться в різних перерізах при малих швидкостях наростання струму. Зі збільшенням швидкості введення енергії межа каналу вирівнюється. На пізній стадії розвитку плазмового каналу спостерігається його неоднорідність у поперечному напрямку. На місці вибухового провідника спостерігається яскраве світіння ядра, яке має поперечну упорядковану стратифікацію розміром ~0,5 мм. Зі збільшенням початкового діаметра провідника, що ініціює розряд, яскравіша температура сусідніх областей може відрізнитися майже вдвічі. Зі зменшенням діаметра розряду та зі збільшенням швидкості введення енергії різниця в яскравісній температурі сусідніх областей зменшується.

При ініціюванні плазми провідником, що вибухає, та швидкому введенні енергії в канал після пробою парів металу, радіус каналу, що розширюється, має кілька характерних ділянок. Під час наростання струму в каналі спостерігається прискорене розширення каналу, швидкість якого досягає максимального значення, після чого відбувається уповільнення розширення. Це уповільнення пов'язане зі зменшенням швидкості введення енергії в канал. При припиненні введення енергії спостерігається поступове зменшення швидкості розширення каналу. Канал продовжує розширюватися за рахунок запасеної в плазмі кінетичної енергії. Для розрахунків тиску необхідний радіус фронту ударної хвилі. Використана методика дала змогу проводити одночасну зйомку радіуса фронту.

Отже, мають місце певні неоднорідності в плазмі при розширенні каналу. Проте незважаючи на можливість перегріву, промениста теплопровідність повинна вирівнювати температуру в поперечному перерізі каналу. Це явище, відоме як «просвітлення» щільної плазми [6], оскільки коефіцієнт променистої теплопровідності пропорційний довжині пробігу кванта та температурі:

$$\chi = \frac{16}{3} \sigma_0 T^3 l,$$

де χ – коефіцієнт променистої теплопровідності, T – температура, $\sigma_0 = 5,67037 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – стала Стефана–Больцмана, l – середня довжина пробігу квантів.

З іншого боку, невелика різниця у поперечних розмірах каналів у дослідженні свідчить про рівномірний розподіл тиску практично по всьому об'єму плазмового каналу. В іншому випадку спостерігалось б збільшення швидкості розширення окремих ділянок каналу, оскільки остання, разом

з радіусом каналу, однозначно пов'язана зі значенням тиску в каналі. Результати дослідження форми каналу дали змогу виконувати вимірювання його розмірів у певному поперечному перерізі.

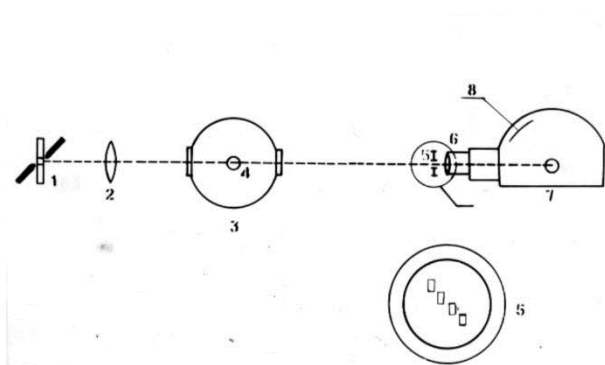


Рис. 1. Оптична схема для визначення форми плазмового каналу: 1 – еталонне джерело світла, 2 – об'єктив, 3 – експериментальна ємність, 4 – плазмовий канал, 5 – ступінчаста діафрагма, 6 – насадка з об'єктивом, 7 – камера спектрофотореєстратора, 8 – ступінчастий послаблювач.

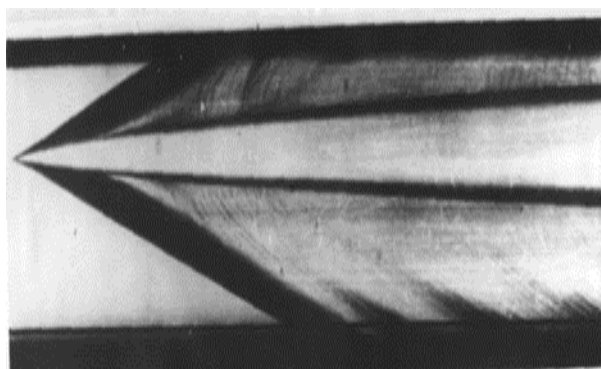


Рис. 2. Фотореєстрограма розширення плазмового каналу протягом часу розгортки $t = 40$ нс. Діаметр ініціюючого провідника (W) $d = 20$ мкм при напрузі $U = 10$ кВ, довжині розряду $l = 40$ мм, індуктивності розрядного контура $L = 0,43$ мкГн.

Отримані результати важливі для розуміння фізичних процесів у плазмовому каналі та подальших розрахунків таких параметрів плазми, як тиск, температура та питома електропровідність.

1. P. Šunka. Phys. Plasmas 8 (2001) 2587.
2. B.R. Locke, S.M. Thagard. Plasma Chemistry and Plasma Processing 32 (2012) 875.
3. V.A. Zhovtyansky et al. IEEE Trans. Plasma Sci. 31 (2013) 3233.
4. H. Akiyama, M. Akiyama. IEEE Trans. Electrical and Electronic Engineering 16 (2021) 6.
5. Y. Chai et al. Energies 16 (2023) 4932.
6. О.А. Федорович. Ядерна фізика та енергетика 2 (2008) 86.
7. P.V. Porytskyu, P.D. Starchyk. Ukr. J. Phys. 61 (2016) 709.
8. О.А. Федорович ат ін. Ядерна фізика та енергетика 24 (2023) 351.
9. В.В. Гладковський та ін. Ядерна фізика та енергетика 25 (2024) 372.
10. V.V. Hladkovskyi et al. Probl. At. Sci. and Technol. 155 (2025) 103.

СЦЕНАРІЙ З ПЕРЕВАЖНИМ НАГРІВАННЯМ ЙОНІВ У СТЕЛАРАТОРІ ВЕНДЕЛЬШТАЙН 7-X

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Використовуючи нульвимірну парадигму для рівнянь енергетичного балансу, розглянуто плазму, нагріту інжекцією пучків нейтральних атомів (NBI) з енергією $\mathcal{E}_0$, з метою дослідження можливості досягнення стаціонарної температури йонів T_i , що перевищує температуру електронів ($T_i > T_e$). Конкретні розрахунки проведено для стеларатора W7-X.

Зроблено висновок, що сценарій з $T_i > T_e$ можливі лише тоді, коли нагрівання електронів зовнішніми джерелами слабше, ніж охолодження електронів, спричинене втратою енергії. «Режим з гарячими йонами», тобто сценарій з $T_i \gg T_e$, можливий, коли електрон-йонний зв'язок дуже слабкий.

У стелараторі W7-X стаціонарні стани з $T_i > T_e$ можливі в плазмі з відносно низькою густиною та достатньо високим часом утримання енергії йонів (тобто, коли турбулентність, викликана градієнтом йонної температури (ITG) відсутня або пом'якшена) (таблиця).

Температури плазми (T_e та T_i), часи утримання йонів та електронів (τ_{Ei} та τ_{Ee}) та співвідношення $\Theta = T_i/T_e$, $\zeta = \tau_{Ee}/\tau_{Ei}$ у плазмі з нормованою густиною $n_{19} = 1$ для $P_{NBI} = 3,5$ МВт та $P_{NBI} = 6,8$ МВт

P_{MBm}	τ_{Ei} , с	τ_{Ee} , с	T_i , кеВ	T_e , кеВ	Θ	ζ
3,5	0,23	0,072	5,02	2,64	1,9	1/3
	0,39	0,12	8,40	4,42		
	0,046	0,14	1,90	2,37	0,8	3
6,8	0,16	0,45	6,34	7,93		
	0,068	0,022	2,91	1,52	1,9	1/3
	0,26	0,081	11,1	5,82		
	0,027	0,081	2,16	2,70	0,8	3
	0,075	0,22	5,98	7,47		

Примітка. Наведені дані є справедливими для стаціонарного стану плазми, за якого параметр ζ дорівнює 1/3 (стійка ITG-мода) або 3 (ITG-турбулентність).

Передбачено важливу особливість нагрівання NBI у стаціонарному стані: виявлено, що частка потужності NBI, що передається йонам (f_i), має максимум при певній електронній температурі (рис. 1). Це контрастує з відомим результатом Спітцера, показаним на рис. 2, де ця частка, позначена f_i^+ , є монотонною функцією T_e . Різниця пояснюється тим, що $f_i^+ = f_i + 1.5T_i / \mathcal{E}_0$, де перший член пов'язаний з охолодженням швидких йонів внаслідок кулонівських зіткнень та супутнього нагрівання теплових йонів, тоді як другий член зумовлений переходом термалізованих інжекттованих частинок з популяції швидких до популяції йонів основної плазми.

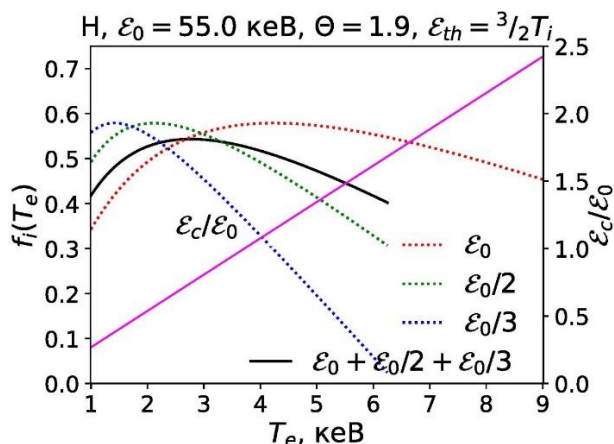


Рис. 1. Частка потужності NBI f_i (чорна суцільна лінія), $f_i(\mathcal{E}_0)$ для $\sigma = 1, 2, 3$, де $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0/2$, $\mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0/3$ (штрихові лінії) та $\mathcal{E}_c$ (критична енергія) для $\mathcal{E}_0$ (пурпурова лінія) як функції T_e у стелараторі W7-X.

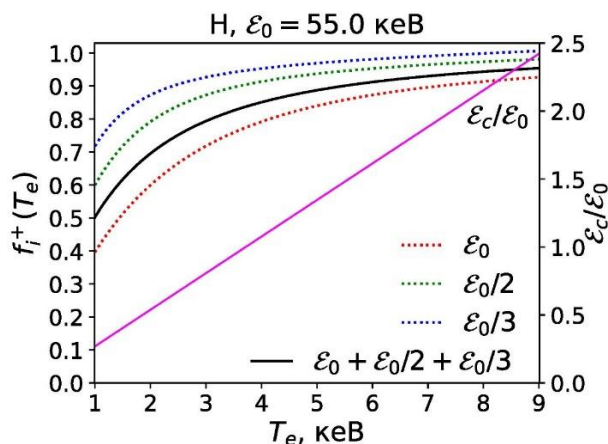


Рис. 2. Те ж саме, що і на рис. 1., але для f_i^+ .

Результати роботи опубліковано в статті [1], яка виконана в рамках Консорціуму EUROfusion, що фінансується Європейським Союзом через Програму досліджень та навчання Євратому (Грантова угода № 101052200–EUROfusion).

1. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A.V. Tykhyy, and the W7-X Team. *Phys. Plasmas* 33 (2026) 032506.
<https://doi.org/10.1063/5.0315228>

DESTABILIZATION OF TAE MODES BY FAST IONS WITH FINITE WIDTH OF PITCH DISTRIBUTION

Ya. I. Kolesnichenko¹, V. V. Lutsenko¹, A. V. Tykhyi¹, E. D. Fredrickson²

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

² *Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, USA*

Toroidicity-induced Alfvén eigenmodes (TAE) are often observed in tokamaks and stellarators. They are typically destabilized by the pressure gradient (∇p_α) of fast ions produced by neutral beam injection (NBI) and /or acceleration during ion cyclotron resonance heating. Because the radial profile of fast ions is normally decreasing ($\nabla p_\alpha < 0$), TAEs driven by ∇p_α usually propagate in the direction of plasma current, i.e., they are co-propagating TAE, co-TAE. In the exceptional case of beam ions with inverse radial profile ($\nabla p_\alpha > 0$), TAEs driven by the spatial inhomogeneity of fast ions are counter propagating, ctr-TAE.

However, the pressure gradient of fast ions is not always the dominant destabilizing factor in TAE instabilities. The velocity anisotropy of fast ions is another factor affecting the plasma stability. Moreover, TAEs can be destabilized in the absence of a non-Maxwellian population of fast ions in Ohmic discharges.

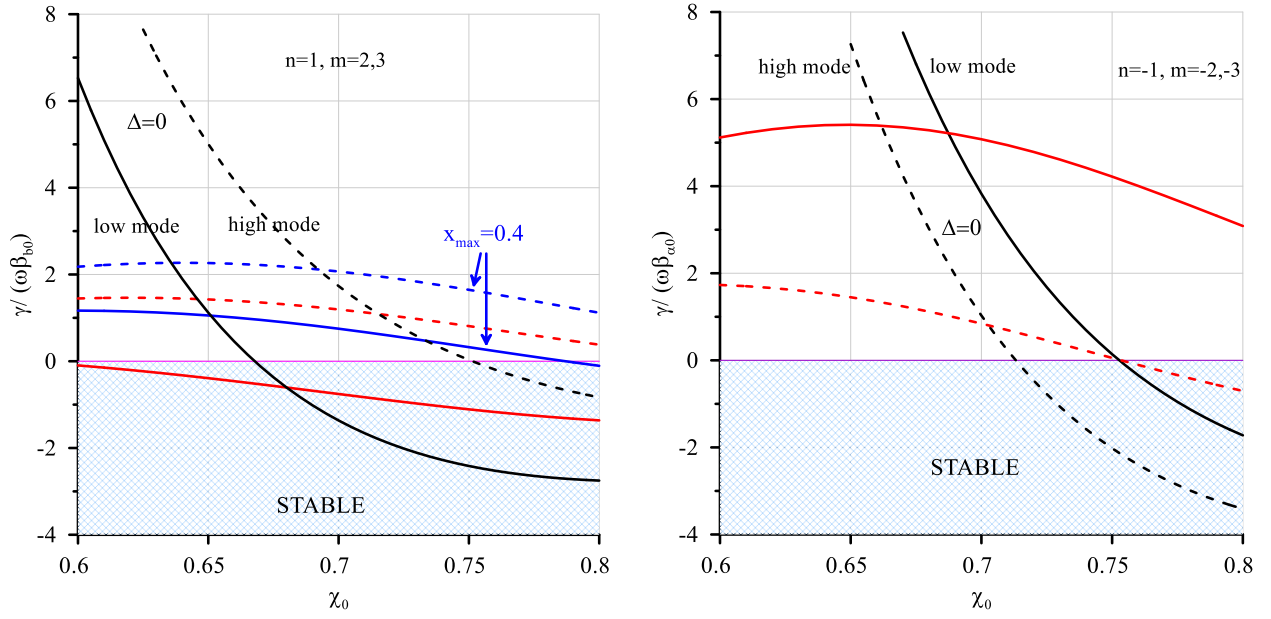
Despite the fact that ctr-TAEs are not typical, they occurred in various devices. In particular, in NSTX-U experiments [1] and earlier in TFTR [2], JT-60U [3]. They were also observed in the absence of fast ions in Ohmic discharges in SUNIST [4].

Various mechanisms of TAE instabilities, with special attention to finding conditions leading to ctr-TAEs, were considered in a recent work of the authors [5]. In addition to a general analysis, a specific example was considered in Ref. [5]: an experiment with NBI on the spherical tokamak NSTX-U, where co- and ctr- TAEs were observed simultaneously [1] was considered. It was concluded that both types of TAEs occurred because their destabilization was caused by the velocity anisotropy of beam ions, which overrode the effects of spatial inhomogeneity, although $\nabla p_\alpha > 0$ they could contribute to the instability drive.

It was assumed in Ref. [5] that the pitch distribution of fast ions is approximated by the Dirac δ -function $F_\alpha \sim \delta(\chi - \chi_0)$, where $\chi = v_\parallel/v$, v is the particle velocity, $v_\parallel$ is the velocity along the magnetic field. This approximation was justified by the fact that the dependence of the fast ion distribution on χ was not known. At the same time, it remained open a question whether the finite width of the distribution over χ does not stabilize the instability.

In order to clarify this issue, the relations used in Ref. [5], which describe the instability growth rate, $\gamma(\chi)$, were extended by taking into account the presence of fast ions with various pitches, $\Delta\chi \neq 0$. The numerical code calculating the growth rate was changed correspondingly. Calculations for both ctr-TAEs and co-TAEs were carried out for the cases when the fast ion density, $n_\alpha(r)$, has a plateau or a weak maximum, as shown in Fig. 4 of Ref. [5]. It was found that the instability can persist for both types of $n_\alpha(r)$ even when $\Delta\chi$ is rather large, e.g. $\Delta\chi = 0.2$. A reservation to this statement, however, is required: when $n_\alpha(r)$ has a plateau, the ctr-TAE mode with lower frequency remains unstable provided the plateau region is slightly extended, as was predicted in Ref. [5].

The results of calculations for ctr-TAE are shown in Figure. We observe that finite $\Delta\chi$ decreases the growth rate, and can even completely suppress the instability (see Figure, *left panel*; when $\Delta\chi = 0.2$, low mode is stable at $x_{\max} = 0.35$ but unstable for $n_\alpha(x)$ with an extended plateau, $x_{\max} = 0.4$). On the other hand, it is a bit surprising that in some cases, when $\Delta\chi \neq 0$, fast ions with pitches that are stabilizing for $F_\alpha \sim \delta(\chi - \chi_0)$ can become destabilizing (see Figure, *left panel*; the stable region of high mode at $\chi_0 > 0.75$ becomes unstable). This is explained by the fact that the positive derivative $\partial F_\alpha / \partial \chi > 0$ shifts to a smaller χ value due to $\Delta\chi \neq 0$.



γ versus χ_0 for ctr-TAE in the NSTX-U discharge #205072, when $F_\alpha = n_\alpha(x)(v^3 + v_c^3)^{-1} \exp[-(\chi - \chi_0)^2 / (\Delta\chi)^2]$, with $x = r/a$. *Left panel* – $n_\alpha(x)$ with a plateau in the region $[0, x_{\max}]$, $x_{\max} = 0.35$ except where noted $x_{\max} = 0.4$. *Right panel* – $n_\alpha(x)$ with a maximum at $x_{\max} = 0.35$, c.f. Fig. 5 of Ref. [5]. The low mode and high mode are TAEs with lower and higher frequency, respectively; mode numbers are $m = 2$ and 3 , $n = 1$.

1. M. Podestà, E.D. Fredrickson, M. Gorelenkova. Nucl. Fusion 58 (2018) 082023.
2. E. Fredrickson et al. Phys. Plasmas 7 (2000) 4121.
3. M. Saigusa et al. Plasma Phys. Control. Fusion 40 (1998) 1647.
4. Y. Liu et al. Phys. Plasmas 23 (2016) 120706.
5. Ya.I. Kolesnichenko et al. Nucl. Fusion 66 (2026) 046002.

КЕППІНГ ТА КЛЕМПІНГ У СТЕЛАРАТОРІ ВЕНДЕЛЬШТАЙН 7-Х ПІД ЧАС НАГРІВАННЯ НА ЕЛЕКТРОННОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ РЕЗОНАНСІ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Особливістю стеларатора Вендельштайн 7-Х є те, що неокласичний транспорт в ньому є доволі малим і практично не впливає на утримання плазми, де основну роль грає турбулентність, як і в токамаках [1]. Нагрівання на електронному циклотронному резонансі (ЕЦРН) дало змогу отримати плазми з електронною температурою від 1 до 7 кеВ [2]. Проте йонна температура в таких експериментах була значно нижчою за 7 кеВ; більше того, спостерігався клемпінг йонної температури при $T_i \approx 1,5$ кеВ [3].

У цій роботі за допомогою 0-вимірної парадигми рівнянь балансу енергії показано, що у плазмах з переважним нагріванням електронів, зокрема при ЕЦРН, температура йонів T_i завжди обмежена згори (кеппінг) температурою, яка є нижчою за температуру електронів T_e . Коли теплопровідність йонів є аномальною, тобто коли час утримання енергії йонів набагато менший за час утримання енергії електронів – наприклад, через викликану йонною температурно-градієнтною (ЙТГ) нестійкістю турбулентність – такий кеппінг узгоджується з основними рисами клемпінгу йонної температури, що спостерігався у експериментах на стелараторах та токамаках, зокрема на стелараторі Вендельштайн 7-Х, див. напр. [3]. По-перше, температура кеппінгу T_{i*} (максимальне значення T_i як функції T_e , яке досягається при T_{e*} , причому максимум дуже пологий) є нижчою за значення, яке дає неокласична теорія переносу тепла; по-друге, цей максимум не залежить від потужності нагрівання; по-третє, він може лише слабо залежати від густини плазми, по-четверте, існує плато йонної температури в околі T_{e*} .

Завдяки існуванню плато йонної температури, температура кеппінгу T_{i*} близька до температури йонів, яка досягається за тієї питомої потужності нагрівання p_{nc} , за якої $T_i \approx T_e$. Збільшення питомої потужності нагрівання понад p_{nc} , чи за рахунок зменшення густини плазми, чи через збільшення потужності ЕЦРН, призводить до зростання T_e , в той час як T_i змінюється слабо. Ці особливості аномального кеппінгу показано на рис. 1 і 2. Таким чином, можна стверджувати, що клемпінг йонної температури є аномальним кеппінгом, що виникає через ЙТГ-турбулентність чи інші нестійкості, які спричиняються до аномальної йонної теплопровідності, а викладена в цій роботі парадигма може застосовуватися для опису клемпінгу.

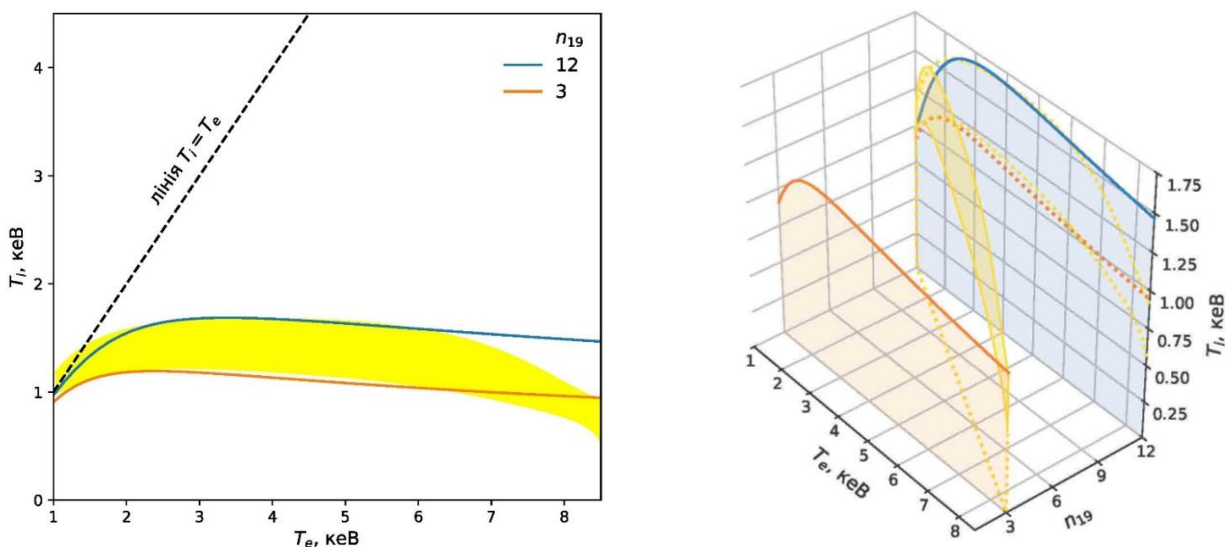


Рис. 1. Залежність T_i від T_e в W7-X. Зліва: жовтим зафарбована область, в яку потрапляє абсолютна більшість експериментальних точок з рис. 1, а роботи [3] для ЕЦРН-розрядів з різною потужністю ЕЦРН та різною густиною плазми. Ця область відповідає відомій температурі клемпінгу $T_i \approx 1,5$ кеВ. Суцільні лінії – розраховані функції $T_i(T_e)$ для густої (синя) і розрідженої (червона) плазми у W7-X. На правій панелі – те ж, що і на лівій, з додаванням осі густини плазми $n_{19} [n/10^{19} \text{ m}^{-3}]$. Наскісне розташування жовтої області схематично показує, що в експериментах високі значення T_e досягаються лише при низькій густині плазми. Пунктирні криві спроектовано на площину $n_{19} = 12$ для порівняння з лівим графіком.

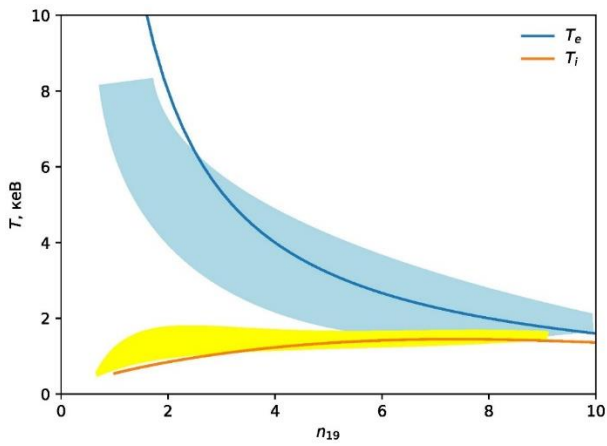


Рис. 2. Залежність T_i та T_e від густини плазми n_{19} за фіксованого значення потужності ЕЦРН 7 МВт. Інші параметри як на рис. 1. Жовтим та синім зафарбовані області, в які потрапляють абсолютна більшість експериментальних значень відповідно T_i та T_e , зображених на рис. 1, *b* роботи [3].

Отримано співвідношення, які можуть бути використані для діагностики часу утримання енергії в плазмі під час клемпінгу: знаючи температуру клемпінгу та питому потужність нагрівання в експерименті з $T_e \approx T_i$, можна обчислити час утримання енергії в експериментах з іншою густиною та питомою потужністю нагрівання.

Результати роботи опубліковано в статті [4].

Робота виконана в рамках консорціуму EUROfusion.

1. C.D. Beidler et al. Nature 596(12) (2021) 221. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03687-w>
2. T. Klinger et al. Nucl. Fusion 59(11) (2019) 112004. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab03a7>
3. M.N.A. Beurskens et al. Nucl. Fusion 61(11) (2021) 116072. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab03a7>
4. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A.V. Tykhyy. Phys. Plasmas 33 (2026) 032506. <https://doi.org/10.1063/5.0315228>

TEMPERATURE RELAXATION PROCESSES IN TURBULENT INHOMOGENEOUS PLASMA WITH UPPER HYBRID PUMP

V. G. Panchenko, P. V. Porytskyi, Yu. V. Virko

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

In this report, we present the influence of parametric instability in a magnetized inhomogeneous plasma on the properties of high-frequency (HF) plasma with a pump. Consider the electron-ion inhomogeneous plasma in an external magnetic field B_{0z} . The plasma is subjected to an HF pump field, which is directed perpendicularly to $\vec{B}_0$. For a long wavelength ($k_0 = 0$) pump wave, we can write $\vec{E}(t) = E_0 \bar{y} \cos \omega_0 t$. Study the case when the pump wave frequency ω_0 is close to the upper-hybrid frequency

$$\omega_{UH} = \Omega_e \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2 \sin^2 \theta}{2\Omega_e^2} \right). \quad (1)$$

The expression (1) is valid in a strongly magnetized plasma for the case $\omega_{pe} \ll \Omega_e$. The damping rate of the upper-hybrid wave $\gamma_{UH} \approx \nu_{ei}$.

The frequency and the damping rate of the electron drift wave are

$$\omega_D \approx -\frac{k \alpha T_e}{m_e \Omega_e}, \quad (2)$$

where $\alpha = n_0^{-1} dn_0 / dy$ is the parameter characterizing the plasma density inhomogeneity

$$\gamma_D = -\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \omega_D \left[\frac{-\omega_D k_x^2 \rho_i^2 (1 + T_e / T_i)}{2k_{\parallel} v_{Te}} + \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_D (1 + T_i T_e)}{2k_{\parallel} v_{Ti}} \exp\left(-\frac{\omega_D^2}{2k_{\parallel}^2 v_{\parallel}^2}\right) \right]. \quad (3)$$

Consider the case when the second (ion) term in (3) is dominant. Note that the scale size of the density gradient $L = 1/\alpha$ must satisfy the condition of weak inhomogeneity $\lambda \ll L$, where $\lambda = 2\pi/k$ is the wavelength of drift plasma oscillations.

For obtaining the relaxation time between the electron and ion temperatures τ_{ei} we use the formula [1, 2]

$$\frac{1}{\tau_{ei}} = -\frac{W_i}{\frac{3}{2} n_e T_e}, \quad (4)$$

where W_i is the power density for the plasma ion component.

Present the power density W_i in the form [3]

$$W_i = \int \frac{d\bar{k}}{(2\pi)^3} \int \frac{d\omega}{2\pi} \langle \delta \vec{E} \delta \vec{E} \rangle_{\omega, \bar{k}} \frac{1}{4\pi} \omega \text{Im} \chi_i^o, \quad (5)$$

where $\langle \delta \vec{E} \delta \vec{E} \rangle_{\omega, \bar{k}}$ is the spectral density fluctuations of the electric field.

Investigate the relaxation process when the parametric decay of the pump wave into upper-hybrid and electron-drift waves occurs

$$\omega_0 = \omega_{UH} + \omega_D. \quad (6)$$

Note that ω_0 must be slightly above ω_{UH} because $\omega_D \ll \omega_0, \omega_{UH}$. The threshold for such instability is [4]

$$E_{th}^2 = \frac{8\omega_0^2 B_0^2}{k^2 c^2} (qr_{De})^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \frac{v_{ei}}{\Omega_e} \frac{\gamma_D}{\omega_D}. \quad (7)$$

In the region above the instability threshold, the plasma becomes turbulent. Using the nonlinear stabilization mechanism that leads to saturation of the fluctuation level [4], we obtain the expression for $\langle \delta \bar{E} \delta \bar{E} \rangle_{\omega, \vec{k}}$.

Taking into account (5) and using (4), we find

$$\frac{1}{\tau_{ei}} \approx \frac{1}{32} \frac{e^2}{m_e T_e \omega_0^4} \frac{E_o^4}{B_0^2} \frac{(kc)^2}{(kr_{De})^2} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\Omega_e}{v_{ei}} \frac{\omega_D}{\gamma_D} (\gamma_D \gamma_{UH})^{1/2}. \quad (8)$$

We see from (8) that the inverse relaxation time grows with increasing density gradient and pump wave intensity. Note also the sharp dependence $1/\tau_{ei} \sim \omega_0^{-4}$.

Comparing (8) with the $\frac{1}{\tau_{ei}^0}$ in a magnetized homogeneous plasma without a pump [5], we find

$$\frac{1}{\tau_{ei}} / \frac{1}{\tau_{ei}^0} \approx \frac{\pi^{3/2}}{9} \frac{n_e r_{De}^3}{\ln\left(\frac{\Omega_e}{\omega_{pe}}\right) \ln\left(\frac{m_i}{m_e}\right)} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \frac{\mu^2}{(kr_{De})^2} \left(\frac{v_E}{v_{Te}}\right)^2 \frac{\Omega_e^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\Omega_e}{v_{ei}} \frac{\omega_D}{\gamma_D} \frac{(\gamma_D \gamma_{UH})^{1/2}}{\omega_{pi}}, \quad (9)$$

where $\mu = \frac{kE_0 c}{\omega_0 B_0}$, $v_e = eE_0 / m_e \omega_0$. For hot plasma parameters: $n_e r_{De}^3 \approx 10^8$, $\mu \approx 5 \cdot 10^{-2}$, $v_E / v_{Te} \approx 10^{-4}$,

$kr_{De} \approx 10^{-1}$, $T_e \approx 1 \text{ keV}$, $B_0 = 50 \text{ kH}$ we have

$$\frac{1}{\tau_{ei}} / \frac{1}{\tau_{ei}^0} \sim 10^4 - 10^5.$$

Thus, the presence of parametric instability in a magnetized inhomogeneous plasma leads to a significant growth of HF plasma heating.

1. A.I. Akhiezer et al. *Plasma Electrodynamics* (Oxford: Pergamon, 1975) Vol. 1, 428 p.; Vol. 2, 315 p.
2. V.P. Silin. *Introduction to the Kinetic Theory of Gases* (Moskva: Nauka, 1971) 430 p.
3. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko. *Sov. Fiz. Plazmy* 12 (1986) 69.
4. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko, S.A. Nazarenko. *J. Plasma Phys.* 67 (2002) 309.
5. S. Ishimaru, M.N. Rosenbluth. *Phys. Fluids* 13 (1970) 2778.

EFFECT OF SPATIAL MOMENTUM CHANNELLING OF ENERGETIC IONS ON PLASMA ROTATION

M. H. Tyshchenko¹, Yu. V. Yakovenko^{1,2}

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

² *National University "Kyiv Mohyla Academy", Kyiv, Ukraine*

In this work, the plasma momentum transport that occurs during the spatial channelling (SC) [1, 2] is studied. When an eigenmode with a non-zero toroidal mode number n transports energy from one flux surface to another, it always transports toroidal angular momentum. This means that when the spatial regions where the mode is destabilised and damped are separated in space, the mode applies opposite torques to both these regions. Here, we derive relationships between the radial flux of the ions destabilising the wave and the power accepted by the mode. The torques that result from the resonant interaction of trapped and passing energetic ions with an eigenmode are calculated and compared. At a fixed power channelled by the mode, the resulting torque is proportional to n ; note that toroidicity-induced Alfvén eigenmodes (TAEs) with $n \sim 10-15$ are expected to be dominant in ITER [3]. The shearing rate of the toroidal flow that arises when an eigenmode transports toroidal angular momentum from the excitation region to the damping region is evaluated. The possibility that this flow can contribute to turbulence suppression is discussed.

When the Alfvén eigenmodes (AE) is excited by trapped particles, it is mainly the thermal plasma that receives the torque resulting from the wave radiation. In the case of destabilisation by passing energetic ions, they can take a certain fraction of this torque and undergo longitudinal acceleration. This fraction is small for low-frequency AE modes (TAEs, beta-induced Alfvén eigenmodes (BAEs) and reversed-shear-induced Alfvén eigenmodes (RSAEs)) with $n \gg 1$. However, this inequality may not hold for low-frequency modes with $n \sim 1$ and for high-frequency modes excited via cyclotron resonance.

Fast ions are known to affect plasma turbulence [4], see an overview in [5]. Several mechanisms are proposed to explain this effect; zonal flows (ZF) generated by fast-ion-excited AE – TAEs, RSAEs or BAEs – are among these mechanisms. Generation of zonal flows by AEs and energetic particle modes (EPMs) has been observed in numerical experiments [6-8]. In several works involving experimental observations and numerical simulations, the suppression of turbulence by AEs via shear flow formation was demonstrated [9, 10]. Analytical theories for the ZF generation by AEs have been developed [11, 12]; they treat this phenomenon in terms of nonlinear wave-wave interaction between an AE and a ZF. The aim of our analysis was to point out momentum channelling (MC) as a possible mechanism for the shear flow generation. We have estimated the rotation shear generated by the momentum SC. We found that a shearing rate created by a mode with $n = 10$, $\gamma_{\text{drive}}/\omega = 5 \cdot 10^{-2}$, $\tilde{B}/B = 5 \cdot 10^{-4}$ can reach the order of magnitude required for turbulence suppression. It should be taken into account that our estimate does not allow for the effect of the mode on the turbulence suppression; actually, the flow shearing rate can be higher.

This work was supported in part by the U. S. Department of Energy Grant No. DE-FG02-06ER54867 via Partner Project Agreement P786/UCI between the Regents of the University of California, Irvine (UCI), the Science and Technology Centre in Ukraine and the Institute for Nuclear Research.

1. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 07500.
2. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. Nucl. Fusion 60 (2010) 112006.
3. Y. Todo et al. Nucl. Fusion 65 (2025) 102003.
4. A. Di Siena et al. Nucl. Fusion 58 (2018) 054002.
5. J. Citrin, P. Mantica. Plasma Phys. Control. Fusion 65 (2023) 033001.
6. Y. Todo, H.L. Berk, B.N. Breizman. Nucl. Fusion 50 (2010) 084016.
7. A.D. Spong et al. Nucl. Fusion 61 (2021) 116061.
8. A. Ishizawa et al. Plasma Sci. Technol. 8 (2025) 486.
9. S. Mazzi et al. Nat. Phys. 18 (2022) 776.
10. X. D. Du et al. Phys. Rev. Lett. 135 (2025) 265101.
11. L. Chen, F. Zonca. Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 145002.
12. T. Barberis et al. Nucl. Fusion 65 (2025) 112005.

ОПТИЧНІ ТА РЕКОМБІНАЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ ЩІЛЬНОЇ ПЛАЗМИ

О. А. Федорович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Використання щільної плазми (ЩП) можливе в якості робочих тіл багатьох перспективних розробок: потужні МГД-генератори, енергоустановки і ракетні двигуни з газофазними ядерними реакторами, пристрої керованого термоядерного синтезу з інерційним утриманням гарячої плазми, плазмохімічні реактори і плазмотрони, розрядно-імпульсні технологічні пристрої та багато інших установок. ЩП існує також в щільних атмосферах планет, виникає при відключенні потужних високовольтних установок та високовольтних ліній електропередач та інших процесах.

Робота присвячена фізичним властивостям ЩП, стиснутої настільки сильно, що в ній важливі ефекти між частковою взаємодією, а електричні мікрополя зрівнянні з електричними полями всередині атомів. За таких умов неможливе використання традиційних уявлень та формул, розроблених для традиційної фізики плазми з концентрацією електронів, яка перевищує 10^{16} см^{-3} . Починаючи з 1972 р. в нашому інституті проводилися дослідження ЩП імпульсних розрядів у воді (ІРВ) для підвищення коефіцієнта корисної дії електророзрядних гідроімпульсних установок, які знайшли широке застосування в різних галузях промисловості. Але при дослідженнях балансу енергії виявилось, що збільшення швидкості вкладу енергії в плазмовий канал не призводить до значного збільшення її перетворення в механічну енергію. Як показали результати дослідження, зі збільшенням швидкості та величини вкладу енергії в плазмовий канал суттєво підвищуються його температура й електропровідність. Унаслідок цього, з одного боку, зменшується швидкість подальшого вкладу енергії в плазму, а з іншого – значно зростають втрати енергії на оптичне випромінювання. А це призводить до різкого зменшення ККД розрядно-імпульсних установок. У деяких випадках втрати на оптичне випромінювання досягали 60 %, причому вони збільшувалися зі збільшенням швидкості та величини вкладу енергії в плазмовий канал. Для стабілізації форми і розмірів розряду, а також повторюваності параметрів плазми у воді проводилася стабілізація розряду за допомогою вибухів провідників з різних матеріалів та різних діаметрів. Це забезпечувало достатньо високу повторюваність розрядів. Водночас через різні температури нагріву провідників під час їх вибуху та відмінності в хімічному складі плазми було одержано низку неординарних результатів, які не описувалися відомими на той час аналітичними формулами. Вихід для підвищення ККД електроімпульсних установок був запропонований у турбулізації плазмового каналу. Але більш кардинальний вихід був у використанні сумішей вибухових речовин, які при горінні виділяють велику кількість енергії, а ініціювати «вибухи» можна було за допомогою електричного розряду. Крім того, з'явилися нові проекти, у яких як робоче тіло пропонувалося використовувати ЩП, властивості якої були досліджені недостатньо. До них належать енергетичні установки та ракетні двигуни з газофазними ядерними реакторами, газофазні ядерні реактори для виробництва електроенергії, що характеризуються відносною простотою керування, потужні МГД-генератори та інші пристрої.

Незважаючи на широке поширення ЩП в космосі та Всесвіті, її одержання в лабораторних умовах, а особливо проведення діагностики, є складним науково-технічним завданням. Для цього необхідно забезпечити протікання імпульсних струмів величиною від десятків до сотень тисяч ампер з часом наростання порядку одиниць мікросекунд при напрузі на плазмовому каналі довжиною 5–100 мм, що досягає 40 кВ. Необхідно створити відповідні умови в плазмовому каналі, розробити систему вимірювання та реєстрації електричних величин і забезпечити синхронізацію отриманих даних із моментом початку розширення плазмового каналу. При цьому було необхідно одночасно розробити методики реєстрації спектрів випромінювання, розгорнуті в часі і прокалібровані по інтенсивності випромінювання та по довжинах хвиль. На той час промислові засоби для виконання таких вимірювань були відсутні, тому вимірювальну апаратуру доводилося самостійно розробляти, виготовляти, калібрувати та налагоджувати. Для фіксації спектрів використовувалися модернізовані надшвидкісні фотокамери ВФУ-1 (але без калібрування фотоматеріалів по інтенсивності), а в якості матеріалів для фіксації розгортки спектрів використовувалися високочутливі аерофотоплівки. Інші методики не були придатні для вимірювань, не зважаючи на всі можливі і доступні екранування як експериментальної установки, так і вимірювальних приладів. Одержані у 1985 р. та належним чином оброблені спектри випромінювання ЩП за умови належного зберігання залишаються придатними для аналізу й у наш час. Саме тому стало можливим виконати їх повторну обробку під час дослідження архівних матеріалів.

В останні роки тривали дослідження процесів розпаду ЩП IPB з домішками атомів окремих металів. Одночасно розроблялися методики визначення концентрації такої плазми, необхідні для спектроскопічних досліджень, основаних на аналізі спектрів випромінювання та поглинання спектральних ліній. У роботах [1–4] наведено розроблені нами методики визначення концентрації електронів за оптичними спектрами в діапазоні 10^{17} см^{-3} – 10^{22} см^{-3} . За їх допомогою встановлено зміну концентрації електронів у розрядах з домішками вольфраму та міді, а також визначено коефіцієнти розпаду воднево-кисневої ЩП як функцію концентрації електронів у зазначеному діапазоні. Одержані експериментальні результати свідчать про зменшення коефіцієнтів розпаду ЩП порівняно з розрахунками за класичними формулами потрійної зіткнувальної рекомбінації (електрон – електрон – іон) [1–4] до шести порядків. Цей феномен зв'язаний з так званим ефектом «нереалізації оптичних рівнів атомів» у потужних мікрополях, створюваних вільними електронами в ЩП. Величини мікрополів оцінюються за формулою Хольцмарка і за високих концентрацій електронів стають порівнянними з напруженістю внутрішньоатомних електричних полів.

Була встановлена формула емпіричної залежності так званої «оптичної щільності» від концентрації електронів [2] в діапазоні концентрацій електронів [10^{17} см^{-3} – 10^{22} см^{-3}]:

$$\Delta E = 1,32 \cdot 10^{-5} N_e^{0,26},$$

де $[\Delta E] \text{ eV}$, $[N_e] = \text{см}^{-3}$.

Величина «оптичної щільності» визначається як різниця між потенціалом іонізації та верхнім рівнем реалізованої лінії поглинання. За цією формулою було визначено хід концентрації електронів у розрядах у певні моменти часу по появі ліній поглинання в спектрах випромінювання ЩП.

Враховуючи, що експериментально залежність коефіцієнтів розпаду при подвійному логарифмічному масштабі по осях була отримана практично лінійна 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 ЩП, $[K] = \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^3$; N_e – концентрація електронів у плазмі; $[N_e] = \text{см}^{-3}$,

$$K = \frac{\left(\frac{dN_e}{dt} \right)}{N_e^2}. \quad (2)$$

Ні від температури, ні від ступеню неідеальності чіткої залежності коефіцієнтів розпаду не виявлено. Одержані результати можуть бути використані в різних галузях промисловості, зокрема при розрахунках чорних (зачорнюючих) матеріалів для охолодження та ізоляції гарячої зони газозфазних ядерних реакторів від взаємодії зі стінками реактора, а також для розв'язання інших задач, пов'язаних із розробкою космічних двигунів і ракет.

Одним найзагадковіших явищ природи є феномен кульової блискавки. [5]. Про неї написано сотні наукових і науково-популярних статей. Розроблені нами методики визначення концентрації електронів у ЩП дали змогу не тільки визначити параметри плазми кульової блискавки від моменту її утворення до повного розпаду плазми, як і її якісний склад.

У результаті виконаної роботи підтверджується, що величини «оптичної щільності» приблизно однакові для різних атомів і залежать тільки від концентрації електронів і не залежать від температури ЩП.

1. О.А. Федорович. Ядерна фізика та енергетика 9 (2008) 86.
2. О.А. Федорович. Теплофізика високих температур 52 (2014) 524.
3. О.А. Федорович та ін. Ядерна фізика та енергетика 24 (2023) 351.
4. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Вопросы атомной науки и техники 4 (2008) 288.
5. J. Cen, P. Yuan, S. Xue. Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 035001.

ДЕФОРМАЦІЯ ПРОФІЛЮ ВЛАСНИХ МОД ПРИ ПРОСТОРОВОМУ КАНАЛЮВАННІ

Ю. В. Яковенко^{1,2}

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Просторове каналювання енергії та імпульсу швидких йонів полягає в перерозподілі енергії та імпульсу власними модами плазмових хвиль, збуджених цими йонами [1]. Коли просторово незбалансована частка інкременту збудження моди є великою, а саме $\gamma_+ \Delta_\alpha > v_g^t$, де γ_+ – характерний локальний інкремент збудження, Δ_α – радіальний розмір області збудження, v_g^t – радіальна групова швидкість біжучих хвиль, що утворюють власну моду, то мода нездатна передати енергію, отриману від швидких йонів; у такому разі вона має зникнути або змінити свою структуру [2]. Оскільки групова швидкість альвенівських власних мод (АВМ) поперек магнітних поверхонь є доволі малою, а просторовий розподіл, наприклад, континуумного згасання сильно відрізняється від розподілу збудження, можна очікувати, що такі моди можуть зазнавати змін (або зникати) при сильному збудженні швидкими йонами. У нещодавніх числових моделюваннях було знайдено, що в GAE-моді – АВМ, пов'язаній з мінімумом однієї з гілок альвенівського континууму, – при сильному просторово незбалансованому збудженні зменшується амплітуда в областях збудження та гамування [3]. Через це інкремент збудження насичується при зростанні локального інкременту збудження і надалі навіть починає зменшуватися. Метою цієї роботи є пояснення зазначеного явища та визначення обмежень, які воно накладає на величину потоку енергії при просторовому каналюванні.

Ми розглядаємо хвилю, що описується лагранжіаном

$$L[t, x, u] = K - P = \frac{1}{2} [\kappa_0(x) u_t^2 + \kappa_1(x) u_{xt}^2] - \frac{1}{2} [p_0(x) u^2 + p_1(x) u_x^2],$$

де K та P – відповідно кінетична та потенціальна енергія хвилі, u – хвильова функція, t – час, x – просторова координата, індекси t та x позначають диференціювання за цими змінними. Після варіювання лагранжіану ми отримуємо хвильове рівняння

$$\kappa_0 u_{tt} - (\kappa_1 u_{xt})_x = (p_1 u_x)_x - p_0 u + Q(x) u_t,$$

де $Q(x)$ описує просторовий розподіл збудження та поглинання хвилі. Ми розглядатимемо граничний випадок збудження та поглинання, сильно локалізованих в околі точок відповідно x_1 та x_2 , тобто $Q(x) = q_1 \delta(x - x_1) + q_2 \delta(x - x_2)$. Ми вважаємо, що хвиля описується в рамках ВКБ-наближення всюди за виключенням цих точок.

Розгляньмо проходження однієї з цих точок хвилею вигляду

$$u = \tilde{u} \exp(i\psi(x) - i\omega t),$$

де $\psi(x)$ та ω – фаза та частота хвилі. Можна побачити, що крім підсилення (або послаблення) хвиля зазнає в цій точці також відбиття. Амплітуда відбитої хвилі ($\tilde{u}_r$) та хвиля після проходження ($\tilde{u}_t$) виражається через амплітуду хвилі, що набігає ($\tilde{u}$), таким чином:

$$|\tilde{u}_r| = \frac{R}{1-R} |\tilde{u}|, \quad |\tilde{u}_t| = \frac{1}{1-R} |\tilde{u}|,$$

де безрозмірний коефіцієнт R залежить як від інтенсивності збудження / гамування, так і від групової швидкості хвилі:

$$R = \frac{1}{2} \frac{q\omega^2}{v_g^t \rho},$$

$\rho = p_0 + p_1 k^2 = \omega^2 (\kappa_0 + \kappa_1 k^2)$ характеризує погонну густину енергії в хвилі, ω — частота хвилі,

$k = d\psi / dx$ — хвильове число. Коли R у певній точці є додатним, хвиля в цій точці збуджується, коли від'ємним — поглинається.

На рис. 1 показано результати моделювання задачі на власні значення для простого випадку $\kappa_0 = \text{const}$, $p_1 = \text{const}$, $p_1 = \kappa_1 = 0$ з крайовою умовою першого роду; такий вибір коефіцієнтів відповідає власним коливанням пружної струни, електромагнітної хвилі у вакуумі між ідеально провідними стінками або звукової хвилі в закритій трубці. Точки збудження та поглинання були розташовані симетрично, коефіцієнти q_1 та q_2 розрізнялися лише знаком. Як видно з результатів моделювання, відбиття хвилі від точок збудження та поглинання призводить до зменшення амплітуди в цих точках та «стискає» хвилю в інтервалі між ними. Варто зазначити, що при моделюванні впливу просторового каналювання на структуру так званої ТАЕ-моди [4] також спостерігалось звуження радіального профілю моди.

Залежність потоку енергії, що передається модою (F), від R можна записати у вигляді

$$F \cong v_g^t W_{\max} \Pi(R, \xi),$$

де $W_{\max}$ — густина енергії хвилі у пучностях моди, ξ характеризує фазу стоячої хвилі в точці збудження або поглинання (наприклад, $\xi = 1$ у пучності, $\xi = 0$ у точці повороту квазікласичної хвилі в потенціальній ямі, $\xi = -0,54$ для хвилі, показаної на рис. 1), $\Pi(R, \xi)$ — безрозмірна функція, показана на рис. 2. При зростанні інкременту збудження потік енергії досягає максимуму, а потім спадає. Це пояснює результати роботи [3].

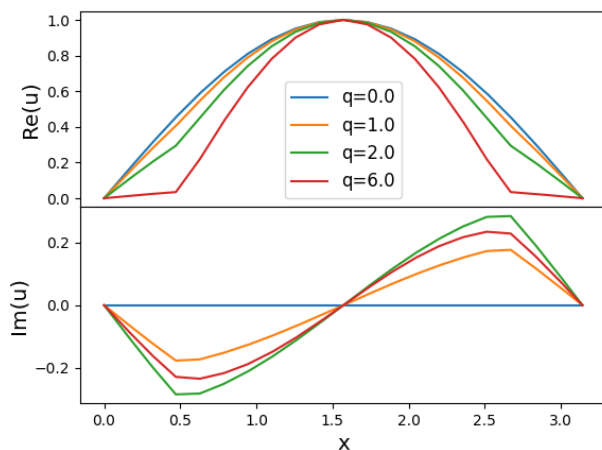


Рис. 1. Профіль власної моди при різних величинах коефіцієнтів q_1 та q_2 , $q_1 = -q_2 = q$.

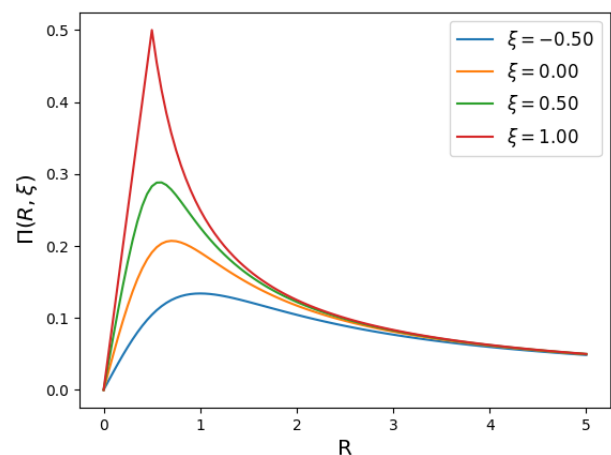


Рис. 2. Залежність потоку енергії, який переносить мода, від коефіцієнту R у точці збудження.

У роботі досліджено також зміну частоти моди, викликану звуженням її профілю при просторовому каналюванні.

Отримані результати є застосовними до АВМ, що мають у своїй структурі одну певну панівну Фур'є-гармоніку, тобто так звані GAE-моди та RSAE-моди.

1. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 075001.
2. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, M.H. Tyshchenko. Phys. Plasmas 25 (2018) 122508.
3. Ю.В. Яковенко, В.І. Саламон, С.В. Тарасенко. Зміни структури власних мод при збудженні та гамуванні. У кн.: XXX Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25–29 вересня 2023 р.). Анотації до доповідей (Київ: Ін-т ядерних досліджень, 2023) с. 186.
4. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyu, R.B. White. Nucl. Fusion 60 (2020) 112006.

**JUSTIFICATION FOR THE SELECTION OF INDICATOR OBJECTS FOR ^{137}Cs MONITORING
IN THE FOREST ECOSYSTEMS UNDER VARYING WEATHER CONDITIONS**

N. E. Zarubina¹, S. M. Obrizan², L. P. Ponomarenko³

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

² *Chornobyl Radiation and Ecological Biosphere Reserve, Chornobyl, Ukraine*

³ *National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, Ukraine*

To determine patterns in weather-driven variability of ^{137}Cs accumulation across forest ecosystem components and to justify the selection of indicator objects for radioecological monitoring, a multifactorial analysis was conducted. Consideration of meteorological influences on ^{137}Cs dynamics is important for improving the accuracy and efficiency of monitoring under conditions of long-term radioactive contamination. Based on the results, recommendations were formulated for selecting forest ecosystem components for monitoring.

The analysis was based on data collected at the Paryshiv sampling site (Chornobyl Exclusion Zone). The following meteorological variables were considered: precipitation over different time intervals preceding sampling, air temperature, soil surface temperature, and soil temperature at different depths. The studied components included first- and second-year needles and branches, wood, and outer bark of Scots pine (*Pinus sylvestris* L.), as well as moss (*Dicranum polysetum* Sw.) and soil layers (A_{0l} , $A_{0f} + A_{0h}$, 0–5 cm, and 5–10 cm).

The results show that different ecosystem components respond differently to changes in weather conditions. The studied components were therefore grouped into three categories.

The first group includes first-year needles and branches, moss, and the A_{0l} soil layer. For these components, air temperature plays an important role; however, the strongest relationship is observed with soil surface temperature. This group shows the highest temporal variability. The high sensitivity of first-year needles and branches ($R^2 = 0.72$ and 0.74 , respectively) can be explained by the high metabolic activity of young plant organs. Increasing temperature enhances transpiration, which promotes upward transport of radionuclides via xylem sap. For branches, precipitation is not a critical factor, suggesting that internal transport processes play a dominant role. Although moss is also sensitive to temperature fluctuations, its ^{137}Cs content is mainly controlled by soil surface temperature and precipitation occurring 1–3 days before sampling ($R^2 = 0.79$). Precipitation promotes rapid input or redistribution of radiocesium, while higher soil surface temperatures (0 cm) accelerate drying and contribute to radionuclide retention in moss tissues. In the A_{0l} horizon, temperature influences microbial activity in the litter, which can either mobilize or immobilize ^{137}Cs ($R^2 = 0.81$).

The second group includes components that respond strongly to variations in soil temperature at different depths, particularly to warming of the upper soil layer. Second-year needles and branches show moderate sensitivity to air temperature. They respond to both short-term and delayed precipitation, indicating a cumulative effect ($R^2 = 0.61$ and 0.63 , respectively). This suggests that ^{137}Cs accumulation in older plant organs depends on sustained soil moisture availability. Soil temperature at a depth of 5 cm reflects conditions in the zone where most fine roots are located. The upper soil layer (0–5 cm) responds to all types of precipitation and soil warming; however, the strongest relationship is observed with soil temperature at 5 cm depth ($R^2 = 0.69$), while precipitation remains the dominant factor. This pattern may be related to the downward movement of ^{137}Cs from the litter layer into deeper soil layers during rainfall.

The third group includes wood, outer bark, the $A_{0f} + A_{0h}$ litter layer, and the 5–10 cm soil layer. Wood shows the lowest dependence on weather conditions ($R^2 = 0.48$). Its ^{137}Cs content is mainly influenced by soil temperature at 10 cm depth and prolonged precipitation. Changes in wood occur with a time lag, as only sustained warming of deeper soil layers leads to noticeable changes in radionuclide concentration. Short-term rainfall has little effect, while cumulative moisture input is more important. Outer bark shows low sensitivity to air temperature but a strong dependence on precipitation occurring 4–7 days before sampling ($R^2 = 0.54$). This can be explained by the accumulation of radiocesium transported along the stem during rainfall (stemflow). For the $A_{0f} + A_{0h}$ litter layer and the 5–10 cm soil layer, ^{137}Cs content is mainly controlled by soil temperature at 10 cm depth, likely due to enhanced diffusion and vertical movement of water solutions under sustained warming ($R^2 = 0.44$ and 0.58 , respectively). These layers show very low sensitivity to air temperature. Prolonged precipitation remains the main factor controlling radiocesium input into these soil layers.

The analysis also allowed classification of forest ecosystem components according to the influence of meteorological factors on ^{137}Cs content. For needles and branches, both temperature and precipitation are important. For moss and litter, short-term precipitation plays the key role. For wood and deeper soil layers, the main effects are associated with prolonged precipitation and warming of deeper soil layers.

Based on these results, practical recommendations were developed to optimize radioecological monitoring without increasing costs related to sampling, sample preparation, or analysis.

During periods of intensive precipitation and unstable weather conditions (spring and autumn), active redistribution of ^{137}Cs occurs in the upper forest layers. Under these conditions, sampling of the A₀l litter layer and moss is recommended. These components respond rapidly to changes in radionuclide content and can indicate short-term variations in the radiological situation. After heavy rainfall, ^{137}Cs concentrations may change within 1–3 days, making these components suitable for rapid assessment of short-term dynamics.

During summer heat and drought, when upper litter layers dry out, microbial activity shifts to deeper soil horizons. Under these conditions, sampling of first-year needles and the 0–5 cm soil layer is recommended. First-year needles act as an active pathway for ^{137}Cs accumulation through transpiration. Because this process depends strongly on air and soil surface temperature, changes in radionuclide content in these needles can be used to assess transfer intensity under high-temperature conditions.

Stable summer periods are suitable for assessing ^{137}Cs accumulation in wood. In this case, sampling of wood and soil at 5–10 cm depth is recommended. Radionuclide content in these components responds mainly to prolonged warm and moist conditions lasting more than one week. Short-term heatwaves or isolated rainfall events have little effect. Sampling of wood should therefore be carried out no earlier than one week after stable weather conditions are established.

For assessing vertical migration processes, outer bark can be used as an indicator of stemflow. It reflects the transfer of ^{137}Cs from the canopy to the soil during prolonged rainfall, integrating this process over a period of about 7 days.

Conclusions.

Based on the analysis of meteorological effects on ^{137}Cs content in forest ecosystem components, the following conclusions can be drawn:

- Moss and the A₀l litter layer are most suitable for rapid gamma-spectrometric assessments.
- First-year needles and the upper soil layer (0 - 5 cm) are sufficient for studying seasonal redistribution.
- Wood provides the most informative indicator for assessing total ^{137}Cs content in forest ecosystems.

РАДІОАКТИВНІ АЕРОЗОЛІ НА ВЕРХНІХ ВІДМІТКАХ ОБ'ЄКТА «УКРИТТЯ» В ПІДАРКОВОМУ ПРОСТОРІ НОВОГО БЕЗПЕЧНОГО КОНФАЙНМЕНТА В 2017–2025 рр.

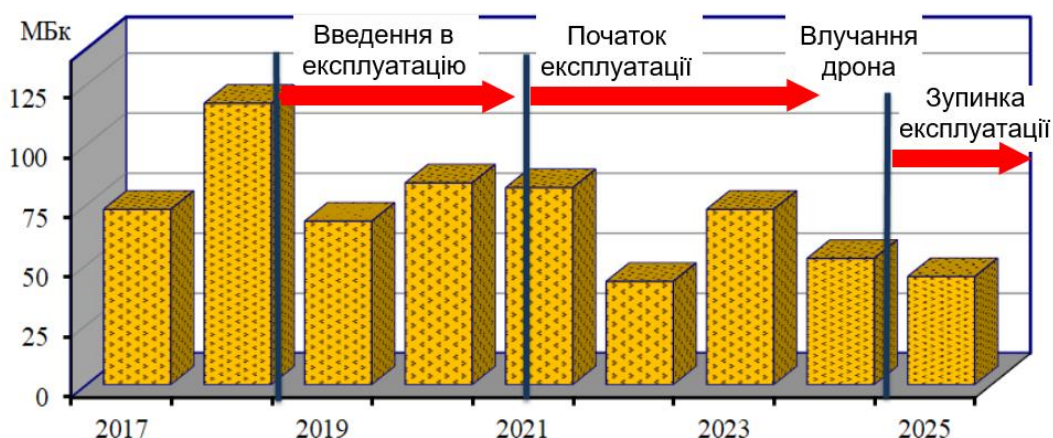
О. К. Калиновський, В. О. Краснов, П. В. Сабенін

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Київська обл., Київ

У статті наведено результати аналізу моніторингу радіоактивних аерозолів (РА) на легкій покрівлі об'єкта «Укриття» (ОУ) на різних етапах експлуатації комплексу Нового безпечного конфайнмента (НБК). До аналізу було включено дані про неорганізовані викиди РА через отвори в легкій покрівлі та випадіннях, отримані за допомогою накопичувальних планшетів.

Склад довгоживучих нуклідів (ДЖН) у РА з початку 2000-х років майже постійний і містить: $\Sigma\alpha$ -ДЖН ($^{238,239,240}\text{Pu}$, ^{241}Am) та $\Sigma\beta$ -ДЖН (^{137}Cs , $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, ^{241}Pu). Визначення ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{154}Eu у зразках РА проводили комплексом γ -спектрометрії, що складається з детектора HPGe з берилієвим вікном та програми Genie 2000 (CANBERRA). Оцінки активності $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ та ізоотопів плутонію в аерозолях виконувалися відповідно до кореляційних співвідношень з активністю ^{241}Am у пробах і відпрацьованому паливі енергоблока № 4 [1–3].

На рисунку надано динаміку річного «неорганізованого» викиду з ОУ (виходу – після введення в експлуатацію комплексу НБК-ОУ) Σ ДЖН через технологічні отвори легкої покрівлі ОУ за період 2017–2025 р. При розрахунку інтегрального виходу площа отворів на верхніх відмітках ОУ оцінювалася в 120 м^2 .



Динаміка річного викиду (виходу) Σ ДЖН у підарковий простір через нещільності в покрівлі ОУ.

Крім того, на рисунку наведено хронологію ключових подій, що відбулися після встановлення Арки НБК у проектне положення в грудні 2016 р. та суттєво вплинули на режим її експлуатації. До таких подій належать: роботи з герметизації (2017 р.), демонтаж легкої покрівлі машинного залу (2018 р.), введення в експлуатацію комплексу НБК-ОУ (2019–2021 рр.), промислова експлуатація НБК (2021–2024 рр.) і пряме влучання безпілотної літальної апарату в Арку НБК 14.02.2025 р. У результаті в зовнішній обшивці арки НБК утворився отвір площею близько 15 м^2 і відбулося часткове вигорання пароізоляційної герметизуючої мембрани зовнішньої обшивки, що призвело до зупинки промислової експлуатації НБК.

Середній вихід Σ ДЖН за період 2017–2025 рр. дорівнює 73 МБк/рік , після введення в експлуатацію НБК (з 2021 р.) 60 МБк/рік . Мінімальний вихід Σ ДЖН спостерігався у 2022 та 2025 рр., коли промислову експлуатацію було тимчасово призупинено, і становив 43 та 45 МБк/рік відповідно.

Слід зазначити, що технологічна діяльність у НБК призупинялася двічі: у березні–квітні 2020 р. у період введення карантинних обмежень та в березні–травні 2022 р. у зв'язку з захопленням ЧАЕС окупаційними російськими військами.

Для порівняльного аналізу в таблиці наведено статистичні характеристики радіоактивного аерозолі на легкій покрівлі ОУ за період 2017–2025 рр. Максимальні середньорічні значення щільності потоку виходу радіонуклідів припадали на 2021 та 2023 рр. Їх зростання пов'язане з виконанням технологічних робіт. Те, що різниця між максимальними значеннями виходу РА у 2021–2024 рр. не перевищувала 25 %, свідчить про стабілізацію процесу пилопідйому під час штатної експлуатації комплексу НБК-ОУ. Мінімальні значення щільності виходу в 2020 р. ($0,39\text{ кБк}/(\text{м}^2\cdot\text{доба})$) та у 2022 р. ($0,31\text{ кБк}/(\text{м}^2\cdot\text{доба})$) практично збігаються і реєструвалися в періоди відсутності технологічної діяльності.

Оцінка параметрів радіоактивного аерозолі на легкій покрівлі об'єкта «Укриття» в 2017–2025 рр.

Параметр	Рік								
	2017	2018	2019	2020	2021	2022	2023	2024	2025
Характеристики щільності потоку «неорганізованого» виходу $\Sigma\beta$, кБк/(м ² ·доба)									
Середньорічна	1,8	2,6	1,6	2,0	1,9	0,93	1,7	1,2	1,0
Коефіцієнт варіації, %	116	37	54	50	25	73	50	69	48
Максимальна	7,8	4,6	3,0	3,9	2,5	2,4	3,1	3,2	1,9
Мінімальна	0,26	1,2	0,59	0,82	1,2	0,38	0,67	0,37	0,35
Характеристики щільності випадіння $\Sigma\beta$, кБк/(м ² ·доба)									
Середньорічна	1,6	2,2	1,7	2,0	2,1	0,88	1,9	1,2	1,0
Коефіцієнт варіації, %	107	47	69	80	32	80	50	83	38
Максимальна	6,6	3,9	4,6	4,9	3,1	2,7	3,4	3,4	1,7
Мінімальна	0,48	0,82	0,56	0,39	1,2	0,31	0,51	0,29	0,56
Коефіцієнт кореляції	0,17	0,76	0,65	0,81	-0,06	0,91	0,11	0,41	-0,49

Аналіз кореляційної залежності між щільністю потоку виходу та випадіння радіонуклідів показав, що коефіцієнт кореляції позитивний і вище 0,4 при штатній роботі комплексу НБК. Від'ємний коефіцієнт кореляції у 2025 р. на рівні 0,49, можливо, є наслідком зупинки технологічної діяльності та присутності отворів у захисній оболонці арки, що створило умови для неконтрольованого переносу під дією метеофакторів радіоактивного пилу в підарковому просторі.

1. А.А. Боровой и др. Определение ядерно-физических характеристик топлива 4-го энергоблока ЧАЭС: Отчет (Москва: ИБРАЭ АН СССР, 1991) 20 с.
2. Н.А. Лощілов та ін. Радіохімія 34(5) (1992) 125.
3. О.К. Калиновский, О.О. Одінцов, Л.Б. Чікур. Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля 26 (2015) 90.

ЕЛЕКТРОЛІЗНЕ КОНЦЕНТРУВАННЯ ТРИТІЮ В РІДКИХ РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДАХ: ОПТИМІЗАЦІЯ ПАРАМЕТРІВ ДЛЯ МАЛОГАБАРИТНИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ NAFION 115

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

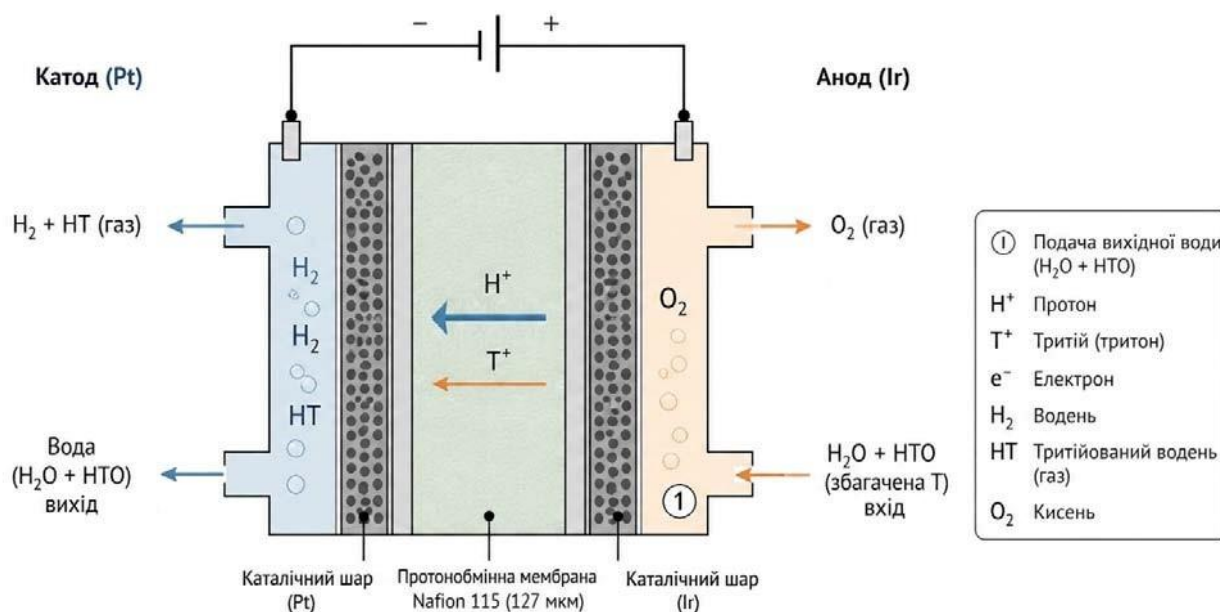
Ключовим етапом у детритизації води, яка незамінна в ядерних системах на зразок ITER чи CANDU, є концентрування тритію. Використовуючи твердополімерні електроліти (ТПЕ), вдається уникнути проблем з корозією, притаманною лужним системам, забезпечуючи водночас вищу ефективність розділення ізоотопів водню і тритію (H/T) за компактніших розмірів обладнання [1, 2].

Відомо, що фізичні властивості мембрани в лужному електролізері стабільні при γ -дозі опромінення 1,3 МГр (еквівалент 15 А, опромінюваному у воді з тритієм при $6,7 \cdot 10^{12}$ Бк/л), а після 18 міс опромінення у воді, що містить тритій, при $2,96 \cdot 10^{12}$ Бк/л [3].

Під час роботи з малими об'ємами РРВ (у рамках дослідження та моделювання визначено об'єм у 10 л) основну увагу варто приділити не стільки енергозатратам, скільки скороченню залишкового об'єму системи та підвищенню коефіцієнта розділення ізоотопів H/T.

Для об'єму 10 л найоптимальнішим варіантом є застосування одно- чи двокоміркових електролізерів ТПЕ, які мають активну площу мембрани Nafion 115 у межах 25–50 см². Для виготовлення анодних пластин застосовується титан із покриттям IrO₂, який забезпечує високу корозійну стійкість. Катодні пластини виготовляють з графіту або нержавіючої сталі з платиновим покриттям [4].

Робочий принцип і структура резервуара електролізера ТПЕ показано на рисунку. Між катодом і анодом розташована протонобмінна мембрана, яка пропускає лише іони H⁺. Утворені на аноді протони проходять крізь мембрану до катода, де беруть участь у реакції.



Схематичне зображення протон-обмінного мембранного електролізера з мембраною Nafion 115 для розділення ізоотопів водню.

Мембранно-електродний вузол включає каталітичні шари на основі Pt (катод) та IrO₂ (анод), газодифузійні шари та біполярні пластини. В анодній камері відбувається електроліз води (H₂O/НТО) з утворенням H⁺ і T⁺, які транспортуються через мембрану до катода, де відновлюються до H₂ та HT. Різниця у рухливості іонів забезпечує ізоотопне розділення і накопичення тритію.

Оптимального результату вдається досягти під час використання рециркуляційного режиму. Вихідний об'єм у 10 л проходить постійну циркуляцію через анодний відсік до тих пір, доки об'єм не скоротиться до 100–200 мл. Це дає змогу здійснити концентрування тритію у 50–100 разів.

Для об'єму 10 л значна кількість тепла, що утворюється під час електролізу, може швидко спричинити перевищення критичної температури близько 80 °С. Запропоновано інтегрувати мікроканальні системи охолодження безпосередньо в структуру біполярних пластин електролізера. Це рішення дає змогу підтримувати робочу температуру на рівні приблизно 30 °С, де коефіцієнт розділення S досягає максимального значення.

У таблиці вказано параметри для початкової активності тритію A_0 в об'ємі 10 л системи на основі Nafion 115/Pt.

Розрахункові параметри процесу концентрування (10 л)

Параметр	Розрахункове значення	Примітка
Струм електролізу, А	30-85	Залежить від часу переробки
Напруга на комірці, В	1,8-2,2	
Тривалість процесу, год	48-72	До досягнення ~90% конверсії
Теплове виділення	$\approx 40-60$ Вт	при 84 А
Кінцевий об'єм концентрату, мл	200-500	Залежить від конструкції
Вихід газів ($H_2 + O_2$)	≈ 62 л/год	
Завантаження платини	0,5-1,0 мг/см ²	
Коефіцієнт розділення S	6,2-6,8	При температурі 25 °С

У процесі переробки такого обсягу води утворюється велика кількість водню (приблизно 6000 л H_2), тому необхідно обладнати систему мікрорекомбінатором для перетворення водню на воду або його безпечного виведення через вентиляцію. Аналіз оптимальних режимів роботи електролізера демонструє, що сила струму має становити $I = 81,1$ А. При цьому, враховуючи щільність струму 1,5 А/см², площа активної мембрани дорівнюватиме близько 56 см². Для розкладання 1 л води теоретично необхідно близько 2974 А·год електроенергії.

При зменшенні об'єму у 20 разів ($V/V_0 = 0,05$) активність тритію в концентраті зростає приблизно у 12,1 раза, тоді як частина тритію переходить у газову фазу у вигляді ізотополога.

Подальші дослідження будуть спрямовані на підвищення радіаційної стійкості матеріалів, створення нанокомпозитних мембран типу Nafion/SiO₂, Nafion/графен [5].

1. G. Tejera, E. Teliz, V. Díaz. Modelado matemático computacional de un almacenador de hidruro metálico para movilidad eléctrica. In: Memorias del VIII Encuentro Regional de Ingeniería Química (Montevideo: Universidad de la República, 2025) p. 12.
2. Y. Iwai et al. J. Nucl. Sci. Technol. 42(7) (2005) 637.
3. J.M. Miller. Fusion Sci. Technol. 54(2) (2008) 325.
4. J.-D. Kim, A. Ohira. Membranes 11(5) (2021) 330.
5. J. Smith, L. Tanaka, M. Rossi. ResearchGate GmbH, Berlin, 2024. p. 3404.

КОНТРОЛЬ ЗА РОЗПОВСЮДЖЕННЯМ РАДІОАКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ В ЗОНІ АЕРАЦІЇ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М ЗА ДОПОМОГОЮ СИСТЕМИ СПОСТЕРЕЖНИХ СВЕРДЛОВИН

О. В. Сваричевська, І. О. Павленко, О. В. Святун, І. А. Малюк, С. В. Телецька

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для контролю радіаційного стану ґрунтів зони аерації і відповідно до Припису Головного Державного санітарного лікаря м. Києва навколо дослідницького ядерного реактора (ДЯР) ВВР-М, трубопроводів «гарячих» камер та резервуарів рідких радіаційних відходів (РРВ) було створено мережу режимних спостережних свердловин [1], передбачених для відбору зразків ґрунту.

РРВ, що утворюються під час експлуатації ДЯР ВВР-М (технологічні стоки та зливи різного походження), відповідно до проекту трубопроводами спеціальної каналізації надходять до спеціальних резервуарів, призначених для їхнього збирання та тимчасового зберігання. Резервуари для РРВ обладнані приладами вимірювань рівнів РРВ та пристроями контролю їхнього протікання. У випадку аварійних ситуацій у ґрунт можуть потрапити РРВ з двох резервуарів «гарячих» камер, або спеціальної каналізації реактора.

У даній роботі наведено аналіз динаміки вмісту ^{137}Cs у зразках ґрунту зі спостережних свердловин. Відбір зазначених зразків здійснюється двічі на рік (навесні та восени) з глибини 8 м за допомогою спеціального пробовідбірника.

Підготовка зразків та спектрометричне вимірювання вмісту радіонуклідів проводили в лабораторії, яка акредитована в Національній агенції акредитації України відповідно до ISO/IEC 17025. Апаратура для вимірювань атестована та проходить регулярні планові перевірки. При виконанні досліджень використовуються в основному загальноприйняті методики.

Визначення питомої активності ^{137}Cs у зразках ґрунту із свердловин було обрано як найбільш точний і коректний метод контролю можливого аварійного забруднення ґрунту в зоні аерації на майданчику ДЯР ВВР-М. Вимірювання проводили з використанням гамма-спектрометричної системи фірми CANBERRA, яка складалася з коаксимального напівпровідникового детектора з надчистого германію HPGe моделі GC6020, цифрового сигнального процесора і програмного забезпечення GENIE-2000. Обробку отриманих гамма-спектрів і розрахунок питомих активностей ^{137}Cs проводили за допомогою розробленої в Центрі екологічних проблем атомної енергетики ІЯД НАН України програми. Час вимірювань гамма-спектрів становив 1 добу.

На рис. 1 наведено дані щодо середніх значень питомої активності радіонукліда ^{137}Cs у зразках ґрунту із спостережних свердловин за період з 2002 по 2018 рр.

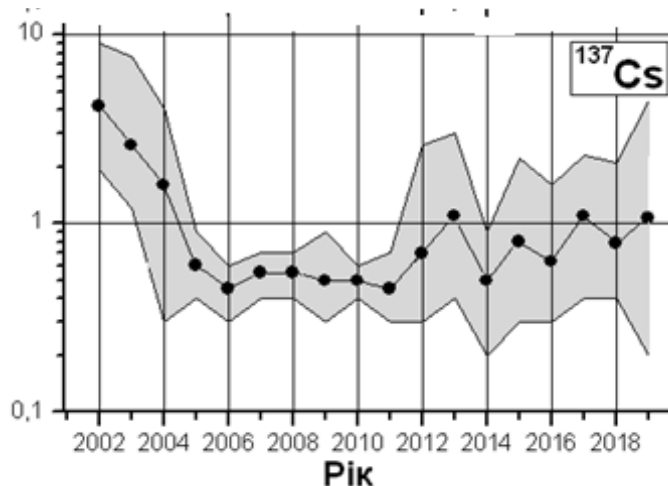


Рис. 1. Середні значення питомої активності радіонукліда ^{137}Cs у зразках ґрунту із спостережних свердловин на майданчику ДЯР ВВР-М за 2002–2018 рр.

Аналіз отриманих результатів досліджень показав, що, в основному, середні значення питомої активності радіонукліда ^{137}Cs у цих зразках ґрунту суттєво не відрізняються від визначених рівнів у зразках, відібраних під час буріння в 1997 р. [1]. За даний період спостережень (2002–2018 рр.) жодного разу не було зареєстровано суттєвого підвищення рівнів питомої активності радіонукліда ^{137}Cs у зразках ґрунту із спостережних свердловин (див. рис. 1) [1, 2].

Динаміку питомої активності ^{137}Cs в зразках ґрунту за період 2019–2025 рр. аналізували на прикладі спостережних свердловин 2, 3, 5, 11, 13 і 14, пробовідбори з яких проводилися систематично і відповідно до регламенту. З інших свердловин внаслідок об'єктивних причин відбір зразків ґрунту здійснювали нерегулярно і не в повному обсязі, тому ці дані не враховувалися.

Наведені на рис. 2 результати свідчать, що за цей період суттєвих змін в динаміці показників не відбувалося.

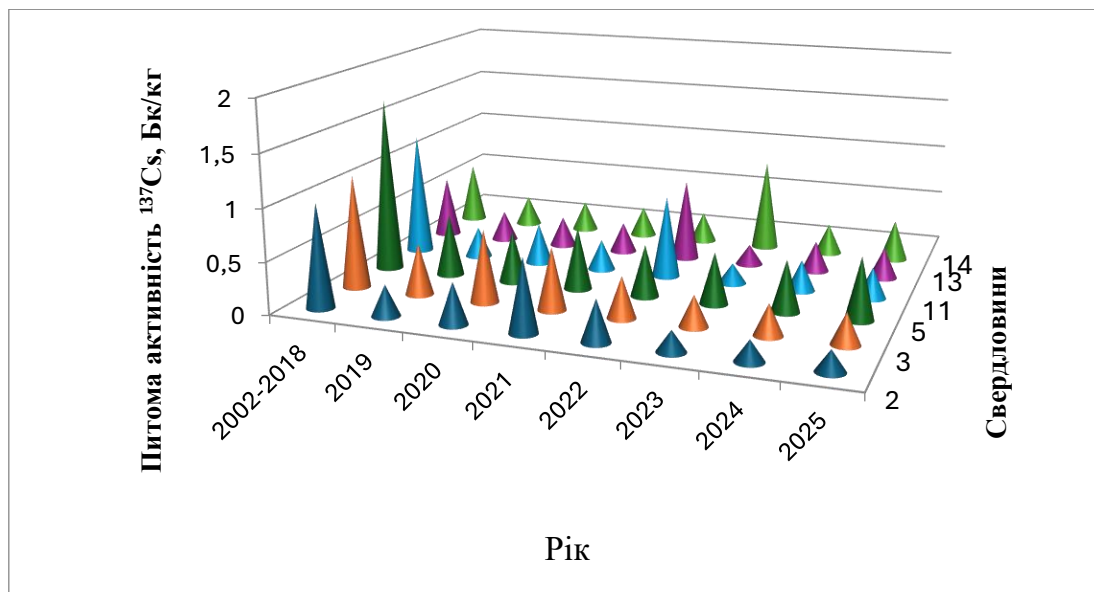


Рис. 2. Питома активність ^{137}Cs у зразках ґрунту із спостережних свердловин ДЯР ВВР-М за 2019–2025 рр.

Важливо відзначити, що ДЯР ВВР-М, починаючи з 2021 р. і на даний час не працює. Але і в роки його експлуатації, і після зупинки змін у динаміці досліджуваних показників у кожній із свердловин не спостерігалось.

Деяке перевищення сумарних показників за 2002–2018 рр. пояснюється впливом даних, отриманих у перші роки систематичного радіаційного контролю (2002–2004), коли при облаштуванні свердловин могла потрапити незначна кількість ґрунту з приповерхневого шару.

У період з 2019 до 2025 рр. мінімальний показник питомої активності ^{137}Cs становив 0,2 Бк/кг, а максимальний 0,9, а за весь час досліджень (2002–2025 рр.), виключаючи 2002–2004 рр., мінімальне значення становило 0,2 Бк/кг, максимальне 1,4.

Отримані дані свідчать про стабільність екологічного стану в зоні аерації реактора ВВР-М та цілісність трубопроводів спеціальної каналізації і резервуарів з РРВ. Підтверджено відсутність техногенного впливу експлуатації ДЯР ВВР-М на забруднення ґрунтів в зоні аерації.

1. О.В. Гайдар та ін. Ядерна та радіаційна безпека 1(89)(2021) 21.
2. Звіт про науково-дослідну роботу. Дослідження процесів формування техногенного забруднення в межах агломераційного комплексу за рахунок надходження важких металів та радіонуклідів у навколишнє середовище. Розділ 1.2. (Київ: Ін-т ядерних дослідж. НАН України, 2020) 203 с.

МЕТОДИ ВІЗУАЛЬНОГО ВИЯВЛЕННЯ ПІДОЗРЛИХ РАДІОАКТИВНИХ ОБ'ЄКТІВ

С. В. Співак, Д. О. Белицький, Р. В. Єрмоленко

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
фізичний факультет, кафедра ядерної фізики та високих енергій, Київ, Україна*

Ефективне виявлення радіоактивних матеріалів є важливою задачею у сфері ядерної безпеки та радіаційного моніторингу. У більшості існуючих систем пошуку використовуються детектори гамма-випромінювання, здатні реєструвати джерела іонізуючого випромінювання за наявності достатнього рівня сигналу. Проте ефективність таких систем може суттєво знижуватися у випадках значного екранування джерела або низької інтенсивності випромінювання. У подібних умовах для накопичення статистично значущого сигналу може знадобитися збільшення часу вимірювання, що ускладнює оперативний пошук джерел на великих територіях або за невідомого місцезнаходження об'єкта. Щоб подолати це обмеження, візуальний огляд може служити першим кроком. Визначаючи області або об'єкти, що цікавлять, на основі зовнішнього вигляду, пошукові зусилля можна звужити до керованого набору «кандидатів» для подальшого радіологічного скринінгу [1, 2].

Спираючись на цю ідею, ми пропонуємо використовувати методи візуального розпізнавання на основі машинного навчання для автоматизації виявлення та визначення пріоритетів потенційно забруднених об'єктів. Нещодавні досягнення в галузі машинного навчання пропонують багатообіцяючі можливості для покращення ідентифікації та відстеження забруднених об'єктів [3]. Надійне виявлення об'єктів значною мірою залежить від різноманітності набору даних. Було визначено два цільові класи:

- Знак радіації: Обмежувальні рамки, що містять лише символ радіаційної небезпеки.
- Радіоактивний об'єкт: Об'єкти, що містять знак радіаційної небезпеки, напис «радіоактивний» або об'єкти без чіткого позначення, але класифіковані як радіоактивні на основі їхнього походження.

Початковий набір даних було зібрано з відкритих джерел вручну з приблизно 130 зображень (рис. 1 і 2). Хоча цей набір даних забезпечив можливість проведення першого етапу досліджень, його обсягу було недостатньо для ефективного навчання моделей глибокого навчання, які потребують значної різноманітності даних для досягнення надійної продуктивності. Щоб подолати це обмеження, набір даних було доповнено синтетично згенерованими зображеннями, тим самим збільшивши як обсяг, так і варіабельність навчального набору. Отриманий гібридний набір даних містить реальні та синтетично згенеровані зразки, забезпечуючи мінливість зовнішнього вигляду об'єкта, навколишнього середовища та умов візуалізації. Включення синтетичних даних додатково підвищує продуктивність моделі, хоча досягнуте поліпшення є помірним. Серед оцінених архітектур YOLO12 досягає найвищої загальної продуктивності, перевершуючи старішу архітектуру «v8», результати наведено у таблиці.



Рис. 1. Приклад зображення радіоактивного об'єкта.



Рис. 2. Приклад зображення зі знаком радіації.

Розширення навчального набору синтетичними зображеннями не лише підвищило точність прогнозування, а й суттєво збільшило обсяг навчальних даних, що сприяло зменшенню статистичної мінливості під час оптимізації моделі. Це покращення стабільності дало змогу включити додаткову підмножину зображень COCO – 80–100 на клас – зберігаючи стабільність навчання.

Порівняльні метрики натренованих моделей YOLOv8 та YOLOv12 для різних конфігурацій набору даних (вручну сформований, гібридний, гібридний+COCO (HyCOCO))

Model	Dataset type	mAP@50	mAP@50:95
		YOLOv8/12	YOLOv8/12
S	Manual	0.680/0.668	0.371/0.392
	Hybrid	0.694/0.698	0.404/0.397
	HyCOCO	0.725/0.695	0.412/0.421
L	Manual	0.734/0.704	0.4/0.415
	Hybrid	0.727/0.727	0.429/0.438
	HyCOCO	0.773/0.775	0.470/0.476
X	Manual	0.729/0.670	0.400/0.39
	Hybrid	0.729/0.654	0.405/0.395
	HyCOCO	0.789/0.762	0.455/0.464

Запропонований підхід показав, що використання реальних і синтетично згенерованих зображень у навчальному наборі покращує результати виявлення в складних умовах. Згенеровані дані дають змогу частково компенсувати обмежений обсяг доступних даних та підвищити стійкість моделі до варіацій у зображеннях. Отримані результати свідчать про перспективність використання генеративних моделей для задач виявлення потенційно небезпечних об'єктів у сфері ядерної безпеки та радіаційного моніторингу.

1. *The Radiological Accident in Lia, Georgia* (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2014) 108 p.
<https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub1660web-81061875.pdf>
2. *The Radiological Accident in Istanbul* (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2000) 75 p.
https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub1102_web.pdf
3. S. Azizi et al. Synthetic Data from Diffusion Models Improves ImageNet Classification. arXiv:2304.08466 [cs.CV] (2023). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2304.08466>

ДОСЛІДЖЕННЯ ДІАПАЗОНУ МАЛИХ ДОЗ ІОНІЗУЮЧОГО ОПРОМІНЕННЯ ДЛЯ МІКРОСКОПІЧНИХ ГРИБІВ

**Т. І. Тугай^{1,2}, А. В. Тугай^{1,2}, В. О. Желтоножський³,
Л. В. Садовніков³, Н. М. Сергійчук², О. Б. Поліщук⁴**

¹ Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

² Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

⁴ Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Через 40 років після Чорнобильської катастрофи актуальним залишається дослідження віддалених наслідків дії хронічного опромінення на мікобіоту, яка є постійною і активною компонентою біогеоценозу. Особливої уваги потребує дослідження механізмів адаптації мікроміцетів до дії різних за величиною доз іонізуючого випромінювання (від великих до малих), які можуть призвести до певних змін в ценозі, зокрема, в швидкості транслокації радіонуклідів у ґрунті, і, відповідно, включенні їх у трофічні ланцюги.

У попередніх дослідженнях була розроблена методологія вивчення впливу великих доз іонізуючого опромінення на мікроміцети, що полягала у створенні та застосуванні таких модельних систем, які максимально наближені до реальних природних умов, а саме, які імітували великі дози опромінення, що в чорнобильській зоні відчуження створювали радіоактивні частинки з великою питомою активністю, так звані «гарячі» частинки. У результаті дослідження адаптації мікроміцетів до дії відносно великих доз іонізуючого опромінення, формування у них радіоадаптаційних властивостей, було виявлено вперше такі позитивні реакції на дію великих доз опромінення, як позитивний радіотропізм та радіостимуляція [1–5]. З використанням модельних систем було встановлено, що при дії великих (150–500 Гр) доз опромінення спостерігається стимуляція ростових процесів. Слід зазначити, що комплексне дослідження 63 штамів 13 видів 6 родів дало змогу констатувати, що позитивна реакція на дію великих доз опромінення не є унікальною, притаманною окремим видам, а загальна властивість, яка сформувалася у великої кількості видів і родів мікроскопічних грибів в умовах хронічного опромінення.

Після Чорнобильської катастрофи було накопичено багато даних, які внесли свої корективи в оцінку впливу малих доз опромінення на біоту. До того часу для оцінки дії малих доз застосовували лінійно-квадратичну екстраполяцію ефектів великих (летальних і сублетальних) доз до малих, виходячи з того, що ефекти великих і малих доз розрізняються лише кількісно. Багатовислідженя, проведені упродовж десятиріч після Чорнобильської катастрофи, виявили, що малі дози іонізуючого опромінення можуть ініціювати якісно інші ефекти, часто протилежні тим, що викликають великі дози опромінення.

Найчастіше, під малими розуміють дози, кількісні значення яких не більше, ніж на один-два порядки перевищують значення доз, зумовлених природним рівнем опромінення, при цьому не враховують об'єкт досліджень, а ґрунтуються на довільних припущеннях, також малою вважають дозу, за якої починає виявлятися досліджуваний нелетальний ефект. Іноді вважають, що малі дози іонізуючого випромінювання відповідають значенням, які на два або більше порядків менші за летальні. Дані відносно впливу малих доз опромінення на мікроміцети досить обмежені. Водночас ця прогалина є досить суттєвою, оскільки мікроскопічні об'єкти є початковою (первинною) ланкою ланцюга різноманітних процесів, що відбуваються в довкіллі. Виходячи з того, що клітини мікроміцетів мають значну радіостійкість, так для темнопігментованих видів *C. cladosporioides* сублетальна доза становила 5–7 кГр, для *C. herbarum* 4–7 кГр, для *A. alternata* 3–10 кГр [6] можна припустити, що для них кількісний діапазон малих доз буде також вище, ніж у бактерій, тварин та культури клітин.

Для вивчення впливу хронічного опромінення низької інтенсивності на мікроміцети була створена спеціальна модельна установка для проведення довгострокових досліджень у контрольованих умовах, в якій джерелом іонізуючого випромінювання був ґрунт з 5-кілометрової зони відчуження. Такий методичний підхід дав змогу певною мірою змоделювати умови діапазону доз хронічного опромі-

нення, яке зазнавали мікроміцети упродовж тривалого часу знаходження в зоні відчуження. Аналіз впливу хронічного опромінення за двома параметрами – швидкістю радіального росту та виживаністю – дав змогу нам уперше визначити кількісні межі малих доз опромінення для мікроміцетів, який для досліджених видів нижче 2 Гр. Малі дози для досліджених мікроміцетів на порядок вищі за такі відомі для людини, та на два порядки вищі, ніж для культури клітин [6]. Слід зазначити, що радіаційний гормезис у рослинних об'єктів проявляється двома максимумами в області малих доз: одним у діапазоні порядку 10^{-2} Гр, а іншим – в області одиниць Грей [7, 8].

Результати проведених досліджень з використанням модельної системи, в якій джерелом випромінювання був ґрунт зони відчуження, підтвердили висунуту гіпотезу, що низький рівень підвищеного радіаційного фону є джерелом малих доз радіації для мікроміцетів, а позитивна реакція на дію значних доз іонізуючого опромінення в такому разі є проявом у них адаптаційної відповіді. Отримані результати щодо впливу малих доз опромінення пояснюють встановлений нами факт, що найвища частота позитивних реакцій на дію значних доз опромінення спостерігається у досліджених мікроміцетів, виділених із місцевіснвань, де підвищений радіаційний фон є джерелом їхнього хронічного опромінення малими дозами.

У нещодавно проведених дослідженнях зі штамами таких родів мікроміцетів як *Penicillium*, *Aspergillus*, *Trichoderma*, які були виділені із зони відчуження з рівнем радіоактивного забруднення від одиниць до тисяч кБк/м² було виявлено високий рівень їхньої біологічної активності [9, 10]. Виділені штами мікроміцети родів *Penicillium* та *Aspergillus* здатні продукувати високоактивний комплекс гідролаз, які користуються попитом у різних галузях промисловості, таких як біоконверсія відходів агропромислового комплексу, у кормовій та харчовій промисловості, виробництві миючих засобів. Виділені із зони відчуження штами різних видів роду *Trichoderma* проявили високу антагоністичну активність по відношенню до широкого кола фітопатогенних грибів, які є загрозою втрати врожаю багатьох сільськогосподарських культур. Ці штами є дуже перспективні для створення на їхній основі екологічно безпечних біопрепаратів у сільському господарстві для боротьби з фітопатогенами [10].

1. N.N. Zhdanova et al. Mycol. Res. 108(9) (2004) 1089.
2. Т.І. Тугай. Укр. ботан. журн. 65(5) (2008) 723.
3. J. Dighton, T. Tugay, N. Zhdanova. FEMS Microbiol. Lett. 281 (2008) 109.
4. Т.І. Тугай та ін. Мікробіол. журн. 73(2) (2011) 26.
5. Т.І. Tugay et al. Health Phys. 101(4) (2011) 375.
6. Н.Н. Жданова, А.И. Василевская. Меланинсодержащие грибы в экстремальных условиях (Киев: Наук. думка, 1988) 150 с.
7. Д.М. Гродзинський. Вісн. Харків. нац. аграр. ун-ту 2(20) (2010) 6.
8. Д.М. Гродзинський. Радіобіологія (Київ: Либідь, 2000) 448 с.
9. Н.В. Борзова та ін. Мікробіол. журн. 82(2) (2020) 51.
10. Т.І. Тугай та ін. Ядерна фізика та енергетика 26(4) (2025) 358.

ПОТЕНЦІАЛ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ДЛЯ ПРОВЕДЕННЯ НАУКОВИХ ДОСЛІДЖЕНЬ БІОЛОГІЧНОГО НАПРЯМУ

Д. О. Вишневський¹, С. П. Гащак², О. О. Бурдо³, Є. В. Тукаленко³

¹ *Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник,
смт Іванків, Вишгородський район, Київська область, Україна*

² *Державна науково-дослідна установа «Чорнобильський центр з проблем ядерної безпеки,
радіоактивних відходів та радіоекології», Славутич, Київська область, Україна*

³ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Зона відчуження та зона безумовного (обов'язкового) відселення (ЗВЗБ(о)В) були створені після аварії на Чорнобильській АЕС у 1986 р. як безпрецедентний захід із захисту населення від наслідків радіоактивного забруднення. Необхідність такого рішення була зумовлена масштабами радіоактивного забруднення території, у результаті чого сформувався один із найбільших природних резерватів Європи. Із самого початку територія зони відчуження, стала територією наукової діяльності, форма і характер якої змінювався з часом. Це було пов'язано з дією факторів як в середині дослідних інституцій, так і в історичному контексті того часу, насамперед розпаду СРСР та набуття Україною незалежності.

Період ліквідації можна описати як мобілізацію сил та засобів наукових установ для вирішення невідкладних завдань, які коротко можна визначити як подолання «туману війни». Науковці були задіяні у вирішенні завдань, пов'язаних з оцінкою масштабу аварії та підготовки управлінських рішень. У подальшому, акцент змістився на оцінку наслідків аварії в рамках парадигми їхнього негативного впливу з метою його подолання. Крім того, сформувався окремий напрям досліджень поза рамкою основних робіт, опис природних умов зони відчуження та їхніх змін протягом років. Цей комплекс досліджень виконували географи, геологи, біологи та інші спеціалісти. Позитивною стороною періоду мобілізації були багаторічні наукові програми з гарантованим забезпеченням. Негативною стороною – поступова інфляція ефективності. Дослідження вимагають високих витрат ресурсів: дозиметричної та спектрометричної апаратури, наявності експедиційних баз у ЗВЗБ(о)В, високої кваліфікації та підготовки персоналу. Не всі наукові колективи, які створювалися в рамках різних наукових установ, змогли підтримувати цей рівень забезпечення. «Мобілізаційний період» закінчився скороченням державного замовлення на дослідження та загальною кризою фінансування науки разом із загальним зменшенням фінансування заходів з подолання аварії. Однак, на той момент, сформувалося дослідно-експертне середовище навколо чорнобильської тематики, яке змогло зберегтися в цих умовах. У той же час, почався період міжнародного наукового співробітництва, взаємодії з іноземними дослідними установами, що було спрямовано на оцінку наслідків радіоактивного забруднення навколишнього середовища.

Зміна радіаційної обстановки з часом зменшила можливість досліджувати вплив високих доз у природних умовах. Також більшість радіобіологічних досліджень зупинилися на результатах, які показали відсутність масштабного катастрофічного впливу на біоту в умовах великої радіаційної аварії за шкалою INES, крім найбільш забруднених локацій. Крім того, на відміну від лабораторних досліджень, у природних умовах важко відокремити дію саме радіаційного фактора від інших (наслідки заходів подолання аварії, зменшення антропогенного навантаження тощо).

З 2011 р., після великої аварії на АЕС у префектурі Фукусіма, в зоні відчуження починають реалізовувати дослідні проекти японськи вчені. Для них зона відчуження стала своєрідним вікном у майбутнє, де можна оцінити багаторічний розвиток радіаційної ситуації на забруднених радіоізотопами територіях. У 2016 р. до 30-х роковин аварії Державне агентство з управління зоною відчуження озвучило презентацію ЗВЗБ(о)В як «лабораторії просто неба».

Однак, з того часу, залишається питання оцінки того, що саме може запропонувати ця лабораторія. На наш погляд, актуальними є такі напрями. Передусім, радіоекологія – поведінка радіонуклідів у різних системах та компонентах навколишнього середовища. При великій кількості досліджень у цьому напрямі є «біла пляма» – урбанізовані та техногенні об'єкти. Тут мало досліджень, хоча

м. Прип'ять та прилегла територія промайданчика Чорнобильської АЕС дають для цього багато можливостей. Також результати радіоекологічних досліджень потребують перегляду з огляду на існуючі умови: зміна клімату, вплив бойових дій та мілітаризації. Оцінки дозових навантажень у тварин і рослин з урахуванням екологічних та фізіологічних факторів її формування можуть бути покращені. Прикладні напрями стосуються поводження з радіоактивними відходами та пунктами тимчасової локалізації радіоактивних відходів щодо їхнього впливу на навколишнє середовище, радіоекологічного моніторингу, оцінки і управління бар'єрною функцією ЗВЗБ(о)В. Окремим напрямом мають бути дослідження, спрямовані на оцінку чинників, що впливають на загальний стан середовища зони відчуження, а саме: змін клімату, динаміки та розвитку рослинного покриву, динаміки гідрологічного режиму та стану водних об'єктів.

Попередні дослідження впливу іонізуючого випромінювання на біоту дали контраверсійні результати. Тому в рамках міжнародної колаборації на чолі з Університетом Юваскюля (Фінляндія) було запропоновано новий підхід до проведення радіобіологічних досліджень. Він передбачає створення системи відкритих вольєрів для модельного виду – рудої нориці, що дає змогу підвищити точність оцінки дозових навантажень на тварин, урахувати особливості їхньої індивідуальної життєвої історії та, загалом, перейти від суто описових досліджень до проведення радіобіологічних експериментів у природних умовах.

Зона відчуження залишається локацією, яка може використовуватися для проведення тренінгів та навчань у сфері радіаційної безпеки та радіоекології, тестування нових засобів та технологій.

СТАН КРОВОТВОРНОЇ СИСТЕМИ НОРИЦІ РУДОЇ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ У ВІДДАЛЕНИЙ ПІСЛЯАВАРІЙНИЙ ПЕРІОД

О. Б. Ганжа, В. В. Павловський, А. І. Липська, О. О. Бурдо, Є. В. Тукаленко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Впродовж багатьох років після аварії на Чорнобильській атомній електростанції на прилеглих територіях проводяться різноманітні наукові дослідження щодо вивчення впливу радіонуклідного забруднення на довкілля. Попри накопичення значного масиву отриманих науковцями результатів, радіобіологічні та радіоекологічні дослідження в Чорнобильській зоні відчуження і надалі залишаються актуальними для оцінки впливу іонізуючого випромінювання на організм ссавців. Такі щорічні натурні експериментальні роботи проводяться, зокрема, у відділі радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень Національної академії наук України на мишоподібних гризунах.

Для проведення представленого дослідження були відловлені особини нориці рудої (*Myodes glareolus*), що мешкали у природних умовах Чорнобильської зони відчуження з різним рівнем радіонуклідного забруднення. Слід зазначити, що *Myodes glareolus* (Schreber, 1780) є одним з найбільш розповсюджених на зазначених територіях видів мишоподібних гризунів, доступних для проведення радіобіологічних та радіоекологічних досліджень.

Відловлені тварини були розподілені на групи: 1) особини з умовно чистих територій; 2) особини з полігонів, забруднених радіонуклідами, зокрема ^{137}Cs та ^{90}Sr . Контролем були особини нориці рудої з території поза межами Чорнобильської зони відчуження, що характеризується природним (фоновим) радіаційним рівнем. Застосовували гематологічні, спектрометричні, статистичні методи дослідження. Дослідження було виконано відповідно до Міжнародних принципів Європейської конвенції про захист хребетних тварин, що використовуються для дослідних та інших наукових цілей (м. Страсбург, Франція, 1986 р.) та Закону України № 3447 IV «Про захист тварин від жорстокого поводження».

У процесі роботи було досліджено кількісні та якісні гематологічні показники. Визначено вміст лейкоцитів, еритроцитів і тромбоцитів у периферичній крові особин нориці рудої. Проаналізовано склад лейкоцитарної формули, показники червоної крові та тромбоцитів. Кількість формених елементів периферичної крові тварин визначали на гематологічному аналізаторі. Підрахунок лейкоцитарної формули здійснювали при світловій імерсійній мікроскопії, аналізували по 200 клітин у фарбованих за Папенгеймом мазках крові.

Показники периферичної крові особин нориці рудої оцінювали у співставленні з показниками проведених спектрометричних вимірювань. Для визначення активності радіоізоотопу ^{90}Sr у скелеті тварин були проведені β -спектрометричні дослідження зразків стегнових кісток. Обробку та аналіз отриманих спектрів було здійснено за допомогою спеціалізованого програмного забезпечення «BetaFit» для розрахунку відповідних значень питомої активності ізоотопу ^{90}Sr у кістках тварин. Також були проведені спектрометричні вимірювання для розрахунку питомої активності ^{137}Cs у тілі всіх досліджених особин нориці рудої.

Дослідження складу периферичної крові ссавців, зокрема мишоподібних гризунів, які мешкають на територіях з різним рівнем радіонуклідного забруднення, є інформативним показником у зв'язку з високою чутливістю системи кровотворення до впливу радіаційного опромінення як одного з потужних зовнішніх чинників, що може негативно впливати на загальний стан функціонування організму.

Підсумовуючи результати дослідження особин нориці рудої обох дослідних груп, зазначимо, що виявлено відмінності гематологічних показників порівняно з контролем, які проявлялися як у кількісних, так і в якісних змінах. Відзначали зміни у співвідношенні клітин як за відсотковим вмістом, так і абсолютною кількістю: клітини гранулоцитарного та агранулоцитарного ряду кровотворення, малі і великі лімфоцити, паличкоядерні та сегментоядерні нейтрофіли тощо.

Проведені спектрометричні вимірювання та розрахунки показали, що особини нориці рудої з різних дослідних груп мають відмінності у значеннях питомої активності ізоотопу ^{90}Sr у кістках та питомої активності ^{137}Cs у тілі.

Отже, Чорнобильська зона відчуження і через 40 років після аварії на Чорнобильській АЕС залишається для науковців унікальною територією щодо проведення досліджень з вивчення довготривалого впливу радіоактивного опромінення на організм ссавців, що є вкрай актуальним у сучасних умовах підвищених ризиків виникнення радіаційних аварійних ситуацій.

STUDY OF BLOOD GLUCOSE LEVELS IN TWO RODENTS GENERA INHABITING RADIOACTIVELY CONTAMINATED AREAS OF THE EXCLUSION ZONE

M. Grybenko^{1,2}, O. Burdo¹, D. Vyshnevskiy³, I. Lozovyt'ska^{1,2}, A. Lyp'ska¹, A. Patiuk^{1,2,4}, I. Chyzhevskiy⁴, T. A. Mousseau⁵, A. Vasylenko⁶, T. Mappes⁶, P. C. Watts⁶, E. Tukulenko¹

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

² Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

³ Chornobyl Radiation and Ecological Biosphere Reserve, Chornobyl, Ukraine

⁴ State Specialized Enterprise "Ecocentre", Chornobyl, Ukraine

⁵ University of South Carolina, Columbia, SC, United States of America

⁶ University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland

Background. Evaluating the biological consequences of the Chornobyl Nuclear Power Plant accident requires approaches that go beyond controlled laboratory studies. Research on free-ranging organisms living in radioactively contaminated habitats offers ecologically relevant insight into physiological responses to prolonged low-dose radiation exposure. The Exclusion Zone provides a unique natural setting for investigating long-term physiological and metabolic adaptations under chronic environmental stress.

Aim. To assess glucose homeostasis in small mammal models from radioactively contaminated areas of the Exclusion Zone in comparison with conspecific populations from uncontaminated control sites.

Methods. Small rodents of the family *Cricetidae*, including bank voles (*Clethrionomys glareolus*) and *Microtus* species (*Microtus spp.*), were captured in the Red Forest – the most radioisotope-contaminated region of the Exclusion Zone – as well as at control sites. In total, 180 animals were analyzed: 113 bank voles (68 from contaminated areas and 45 from control sites) and 67 voles of the genus *Microtus* (37 contaminated and 30 control). Animals were trapped using Ugglan live traps and transported to the laboratory for morphometric assessment and gamma spectrometric analysis. Peripheral blood glucose levels were measured using a OneTouchSelectSimple® glucometer from samples collected via orbital sinus puncture. Statistical analyses included both parametric and nonparametric approaches, along with multiple regression modeling.

Results. In both genera, rodents from contaminated areas of the Exclusion Zone showed significantly higher blood glucose concentrations compared with individuals from control sites. In bank voles, glucose levels (mean $\pm$ SD) were 5.9 ± 1.5 mmol/L at control sites and 7.0 ± 2.5 mmol/L in contaminated areas ($p < 0.01$). Multiple regression analysis revealed significant effects of irradiation ($b = 1.05$; $t = 2.57$; $p < 0.01$), sex ($b = 0.99$; $t = 2.24$; $p < 0.05$), and ectoparasite infestation (*Ixodes ricinus*) ($b = 1.35$; $t = 2.48$; $p < 0.05$). In *Microtus spp.*, glucose concentrations were 5.3 ± 1.9 mmol/L at control sites and 7.3 ± 2.6 mmol/L at contaminated sites ($p < 0.001$), with regression analysis indicating a significant influence of irradiation ($b = 1.87$; $t = 3.26$; $p < 0.01$).

Conclusions. Chronic exposure to radioactively contaminated environments is associated with increased blood glucose concentrations in two genera of small rodents. These findings point to radiation-related alterations in glucose regulation and highlight the need for further studies on metabolic homeostasis, including glucose tolerance and metabolomic profiling, under conditions of long-term environmental radiation exposure.

ОСОБЛИВОСТІ ВИВЧЕННЯ ЗАХВОРЮВАНOSTІ НА ЗЛОЯКІСНІ НОВОУТВОРЕННЯ МЕШКАНЦІВ НАЙБІЛЬШ ЗАБРУДНЕНИХ РАДІОНУКЛІДАМИ ТЕРИТОРІЙ В УМОВАХ ВПЛИВУ НАДЗВИЧАЙНИХ ЧИННИКІВ ОСТАННІХ РОКІВ

Н. А. Гудзенко¹, А. Є. Присяжнюк¹, М. М. Фузик¹,
О. В. Сумкіна², О. М. Хухрянська¹, Н. Г. Бабкіна¹

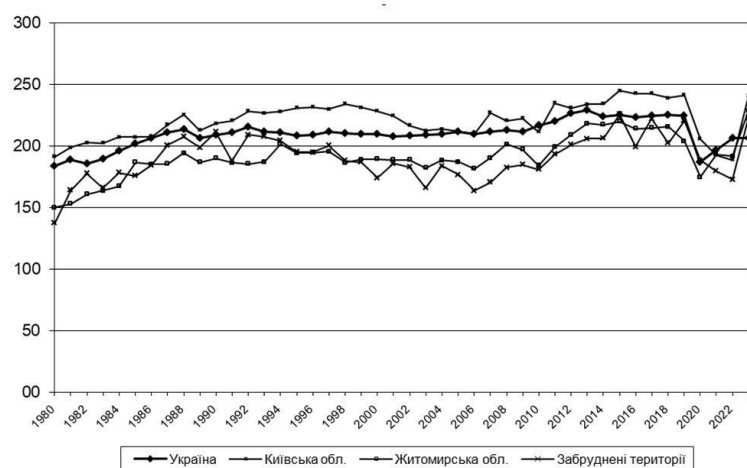
¹ Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

² Державне некомерційне підприємство «Національний інститут раку», Київ, Україна

Багаторічні дослідження віддалених медичних наслідків Чорнобильської катастрофи свідчать про її істотний вплив на стан здоров'я основних контингентів постраждалого населення. Епідеміологічне вивчення захворюваності на злоякісні новоутворення (ЗН) є одним із напрямів цих досліджень. У післяаварійний період надання медичної допомоги мешканцям забруднених радіонуклідами територій (РЗТ) поступово налагоджувалося. Хоча система реєстрації випадків ЗН на паперових носіях існувала в країні з 1932 р., надійну вичерпну інформаційну основу їхньої реєстрації було запроваджено лише завдяки створенню в 1989 р. автоматизованої системи Національного канцер-реєстру України (НКРУ) на базі Київського науково-дослідного інституту онкології (нині ДНП «Національний інститут раку»). З моменту створення НКРУ процедура реєстрації ЗН значно удосконалилася відповідно до міжнародних стандартів і рекомендацій [1].

За даними реєстру в Україні було прогнозовано загальне зростання кількості випадків раку на 17,8 % з 2012 до 2022 рр. [2]. Але починаючи з 2020 р. в логістику реєстрації ЗН втрутилися нові фактори. Пандемія COVID-19 в Україні серйозно вплинула на своєчасне виявлення ЗН у всіх вікових групах незалежно від статі: загальна кількість цих захворювань у 2020 р. порівняно зі щорічною за період 2015–2019 рр. в популяції України скоротилася у чоловіків та жінок більш ніж на 18 % [3, 4]. З 2022 р. масштабні воєнні дії, окупація частини регіонів, міграція населення за кордон та переміщення всередині країни позначилися на рівні медичної допомоги населенню. У 2022 р. порівняно з 2021 р. в Україні на 17863 (14,4 %) зменшилася кількість зареєстрованих випадків ЗН [5].

У лабораторії епідеміології раку Державної установи «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології Національної академії медичних наук України» здійснюється довготривалий моніторинг захворюваності на ЗН основних контингентів постраждалого внаслідок аварії на ЧАЕС населення України, включаючи мешканців РЗТ – Лугинський, Народицький, Овруцький райони Житомирської області, Бородянський, Іванківський, Поліський райони Київської області (рисунк).



Динаміка захворюваності на усі форми ЗН (шифр МКХ10 C00-C95) з 1980 по 2023 рр. (стандартизовані за світовим стандартом показники захворюваності чоловічого та жіночого населення України, Київської, Житомирської областей та РЗТ).

У 2022 р. нові форс-мажорні обставини створили ще одну проблему: демографічні дані, включно з інформацією про чисельність населення та міграцію, державними органами статистики в умовах воєнного стану не оприлюднюються, що унеможливило обробку та аналіз даних за 2022 та 2023 рр. Тому були застосовані альтернативні підходи до оцінки чисельності населення та рівня захворюваності на ЗН з використанням методів екстраполяції, а також непрямих оцінок демографічних показників, які містяться у відкритих наукових та популярних публікаціях.

Показники захворюваності на ЗН у цілому, а також на окремі нозологічні форми, дають підстави для висновку про зниження показників захворюваності, зумовлене впливом форс-мажорних обставин у 2020–2023 рр. Для елімінації цього впливу був застосований метод регресійного аналізу, який дає можливість оцінити величину можливих показників, спираючись на базові тенденції у захворюваності в минулому періоді. Результати представлено у таблиці.

**Аналіз динаміки захворюваності на ЗН мешканців РЗТ у 2007–2023 рр.
із залученням регресійного аналізу ($y = a + bx$)**

Величини для розрахунку		Захворюваність на 100 000 населення, фактичні і розрахункові показники на основі регресійного аналізу («регр. аналіз»)							
		C00– C96*	Регр. аналіз	C50**	Регр. аналіз	C73***	Регр. аналіз	C81- 96****	Регр. аналіз
Коефіцієнт регресії (b)		2,79 ± 0,72	–	1,37 ± 0,34	–	0,20 ± 0,13	–	0,22 ± 0,18	–
Рік спостереження	2006(a)	–	182,3	–	27,1	–	7,0	–	11,0
	2020	188,3	221,4	36,51	46,31	5,32	9,83	13,90	14,06
	2021	179,4	224,2	35,02	47,68	8,73	10,02	10,04	14,28
	2022	172,7	227,0	37,95	49,05	4,25	10,22	9,58	14,50
	2023	222,6	229,8	41,31	50,43	11,43	10,42	12,08	14,72
Середнє значення за останні 4 роки (x)		190,8	225,6	37,7	48,4	7,43	10,13	11,4	14,39
Різниця із середнім значенням (%)		18,2		28,3		36,2		26,3	

Примітки. *C00–C96 – усі ЗН; **C50 – ЗН молочної залози; ***C73 – ЗН щитоподібної залози; ****C81–96 – ЗН лімфоїдної, кровотворної та споріднених тканин.

Різниця між середніми значеннями даних, отриманих із застосуванням регресійного аналізу, та фактичними даними свідчить про суттєву недооцінку реального рівня захворюваності на основі офіційно зареєстрованих показників. При цьому, величини можливих реальних показників, що слід очікувати при елімінації форс-мажорних обставин, згідно з нашими розрахунками, можуть становити для усіх нозологічних форм ЗН – 18,2 %, для раку молочної залози – 28,3 %, для раку щитоподібної залози – 36,2 %, для ЗН лімфоїдної, кровотворної та споріднених тканин – 26,3 %. Особливістю розрахованих показників є те, що вони перевищують національні за всіма досліджуваними формами ЗН, при цьому найвищі з них отримані для радіаційно-чутливих форм раку.

Таким чином, наведені дані дають змогу оцінити можливий негативний вплив зазначених форс-мажорних подій на результати процесу моніторингу захворювань на ЗН та внести корективи в оцінку та інтерпретацію показників.

1. A. Ryzhov et al. Cancer Epidemiol. 53 (2018) 156.
2. A. Ryzhov et al. Cancer Epidemiol. 65 (2020) 101663.
3. Yu. Michailovich, O. Sumkina, Ye. Gorokh. Exp. Oncol. 45(4) (2023) 463A473.
4. З.П. Федоренко та ін. Бюлетень Національного канцер-реєстру України 24 (2023) 145.
5. З.П. Федоренко та ін. Бюлетень Національного канцер-реєстру України 25 (2024) 131.

МОДИФІКАЦІЯ АСТАКСАНТИНОМ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОГО ГЕНОТОКСИЧНОГО ЕФЕКТУ В ЛІМФОЦИТАХ ХВОРИХ НА ГЛІОБЛАСТОМУ

О. М. Демченко¹, Д. А. Курінний², О. В. Земскова³, С. Р. Рушковський^{1,4}

¹ Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

² Університет прикладних наук Вайєнштефан-Тріздорф, Фрайзінг/Тріздорф, Німеччина

³ Державна установа «Інститут нейрохірургії ім. акад. А.П. Ромоданова
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

⁴ Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»
Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Вступ. Підвищення безпеки променевої терапії потребує заходів, які знижують генотоксичне навантаження на нормальні клітини, зберігаючи при цьому максимальний лікувальний ефект [1–3]. У цьому контексті актуальним є вивчення сполук, що поєднують радіопротекторні, антимуtagenні та антиканцерогенні властивості. Дослідження радіопротекторних властивостей каротиноїду атаксантину виявили його здатність суттєво знижувати маркери радіаційного пошкодження геному соматичних клітин людини [4, 5], що відкриває перспективи для застосування атаксантину та інших природних антиоксидантів як засобів «супутньої терапії».

Мета. Дослідити вплив атаксантину на прояви радіаційно-індукованого генотоксичного ефекту в лімфоцитах периферичної крові (ЛПК) осіб з діагностованою гліобластомою.

Методи дослідження: цитогенетичні та молекулярно-генетичні. Проводили культивування зразків венозної крові хворих на гліобластому осіб. Перед початком культивування частину зразків піддавали дії гамма-випромінювання в дозі 1,0 Гр (випромінювач IBL-237C з потужністю 2,34 Гр/хв). Атаксантин додавали до культур у кінцевій концентрації 20 мкг/мл. Приготування хромосомних препаратів та аналіз здійснювали стандартними методами. За допомогою методу «кометного» електрофорезу в нейтральних умовах оцінювали відносний рівень пошкодження ДНК (показник *tail moment* – ТМ) та частоту клітин у стані апоптозу (атипові «комети»).

Результати. Було встановлено статистично значуще зростання ($p < 0,001$) рівня пошкоджень ДНК (показник ТМ) у культурах ЛПК хворих на гліобластому.

Додавання атаксантину до опромінених в дозі 1,0 Гр культур ЛПК осіб із гліобластомою призвів до статистично значущого зниження ($p < 0,01$) середньогрупової частоти аберацій хромосом з $24,17 \pm 0,72$ на 100 клітин до $10,41 \pm 1,49$ на 100 клітин у культурах без атаксантину та з атаксантином відповідно. Зниження відбувалося в основному за рахунок рівня аберацій хромосомного типу. Було зафіксовано зменшення частоти класичних нестабільних цитогенетичних маркерів радіаційного впливу – дицентричних хромосом, парних фрагментів та стабільних цитогенетичних маркерів дії іонізуючого випромінювання – аномальних моноцентриків. За результатами «кометного» електрофорезу вплив атаксантину на опромінені клітини проявлявся у суттєвому зниженні долі клітин з високим рівнем розривів ДНК (ТМ > 16 , $p < 0,05$), статистично значущим ($p < 0,01$) зростанням частот «нульових комет» (утворюються з клітин, що зупинилися на S-стадії клітинного циклу, значення ТМ від 0 до 1), атипових «комет» (утворюються з клітин у стані апоптозу).

Таким чином, модифікуючий вплив атаксантину на прояв генотоксичного ефекту іонізуючої радіації в ЛПК осіб з гліобластомою полягає у зниженні частоти клітин із високими показниками пошкодження геному, активації контрольної точки S-фази клітинного циклу та апоптозу.

1. E.P. Sulman et al. J. Clin. Oncol. 35(3) (2017) 361.
2. A.R. John et al. Pract. Radiat. Oncol. 6(4) (2016) 217
3. R. Lauren et al. A Review JAMA 329(7) (2023) 574.
4. J. Shin et al. Biomedicines (53) (2020) 434.
5. S. Tsuji et al. Mar. Drugs (18) (2020) 474.

IDENTIFICATION OF BLOOD-BASED PROGNOSTIC PREDICTORS FOR IDENTIFYING CANCER PATIENTS AT INCREASED RISK OF RADIATION THERAPY COMPLICATIONS

**E. A. Domina, Y. V. Dumansky, L. I. Makovetska,
V. M. Mikhailenko, A. A. Glavin, V. V. Sarnatska**

*R. E. Kavetsky Institute of Experimental Pathology, Oncology, and Radiobiology,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Introduction. Radiation therapy is one of the leading methods for treating gynecological oncological diseases; however, its use is accompanied by the risk of radiation-induced complications in normal tissues and critical pelvic organs. Despite significant progress in modern radiation oncology, the increased sensitivity of non-malignant cells to radiation largely determines the development of radiation-induced side effects, which can significantly reduce treatment efficacy and impair patients' quality of life.

The aim of this study is to identify a set of prognostic blood markers for the early identification of gynecologic cancer patients at increased risk of radiation therapy complications.

Materials and methods. Study materials: peripheral blood samples from patients with cervical cancer and endometrial cancer. The study utilized a combination of biochemical, cytogenetic, and cytological research methods. The concentration of malondialdehyde (MDA) in blood plasma was determined as an indicator of the intensity of lipid peroxidation processes and the development of oxidative stress. Cytogenetic analysis was performed on peripheral blood T-lymphocyte cultures in accordance with the IAEA's international recommendations (2011), assessing the frequency and spectrum of chromosomal aberrations. Apoptosis levels were determined by flow cytometry using Annexin V FI TC.

Results. It was found that even before the start of radiation therapy, gynecological cancer patients exhibited a significant increase in plasma MDA levels compared to healthy controls. This indicates an intensification of lipid peroxidation processes and a disruption of the redox balance in the patients' bodies. Test irradiation in vitro is accompanied by a dose-dependent increase in MDA levels, confirming the relationship between oxidative stress and individual radiosensitivity of cells.

Cytogenetic studies demonstrated a significant increase in the frequency of chromosomal aberrations in the blood lymphocytes of patients. Chromatid-type aberrations predominated in the spectrum of cytogenetic abnormalities, and dicentric and ring chromosomes were also recorded, which are markers of radiation-induced genomic instability. The detected changes indicate that even before the start of therapeutic irradiation, non-malignant cells of cancer patients are characterized by signs of genetic instability and increased sensitivity to the effects of ionizing radiation.

At the same time, a significant increase in the level of early T-lymphocyte apoptosis was observed in patients with cervical cancer compared to the control group. The observed prolongation of apoptotic processes following radiation therapy may be one of the mechanisms underlying the development of late radiation complications.

Conclusions. Based on radiobiological studies, a new strategy has been developed to identify cancer patients at high risk of developing radiation complications in non-malignant cells adjacent to the tumor even before the start of therapeutic irradiation:

- Laboratory testing of gynecologic oncology patients using a combination of biochemical, cytogenetic, and cytological tests will provide the most well-founded assessment of the risk of radiation therapy-related complications prior to treatment initiation and will contribute to increasing its effectiveness as well as improving the quality of life of treated patients;

- Screening of gynecologic oncology patients prior to the start of radiation therapy to assess the increased risk of radiation-related complications may be limited to a biochemical test – determination of MDA levels in blood plasma – as it is less costly and time-consuming;

- However, if the patient's medical history includes information regarding occupational radiation exposure, residence in radiation-contaminated areas following the Chornobyl disaster, or other exposure to radiation sources, it is recommended to perform a comprehensive examination using cytogenetic and cytological predictors. This will provide the most comprehensive assessment of the individual risk of radiation-related complications in patients exposed to radiation.

Such a strategy for planning radiation therapy for patients will help increase its effectiveness and improve their quality of life.

RADIOBIOLOGICAL AND MEDICAL ASPECTS OF THE DIAGNOSIS AND TREATMENT OF ACUTE RADIATION SYNDROME IN VICTIMS OF THE CHORNOBYL DISASTER

E. A. Domina¹, Yu. A. Grynevych², Yu. V. Dumansky¹, L. I. Makovetska¹

¹ *R.E. Kavetsky Institute of Experimental Pathology, Oncology, and Radiobiology,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

² *State Non-Profit Enterprise "National Cancer Institute", Kyiv, Ukraine*

The Chernobyl disaster of 1986 became the largest man-made radiation accident in the history of nuclear energy and led to new approaches to the diagnosis, treatment, and medical-radiobiological care of individuals exposed to ionizing radiation. A distinctive feature of the accident was the massive release of radionuclides into the environment, which led to the irradiation of significant segments of the population and the development of acute radiation sickness among Chernobyl NPP personnel, firefighters, and accident cleanup workers.

In the first days following the accident, the key task was the early diagnosis of the severity of acute radiation sickness and the prediction of the course of bone marrow syndrome. It was established that hematological and cytogenetic studies became the most informative methods of early biological dosimetry. Determining the level of peripheral blood lymphocytes in combination with the analysis of chromosomal aberrations in lymphocyte cultures made it possible to assess absorbed radiation doses and refine the severity of radiation damage. Cytogenetic dosimetry based on the analysis of dicentric and ring chromosomes was performed on virtually all victims with suspected acute radiation sickness.

It was shown that the clinical course of acute radiation sickness in victims of the Chernobyl accident had a number of features caused by the combined effects of external gamma and beta radiation, the incorporation of radionuclides, and the toxic effects of combustion products. In many cases, a wave-like pattern of cytopenias and delayed development of bone marrow syndrome were observed. It was found that primary hematological changes did not always correspond to the subsequent severity of the clinical course of the disease, which underscores the importance of comprehensive laboratory monitoring.

Based on the results of cytogenetic studies, a mathematical model of multiple linear regression was proposed for the first time to retrospectively assess the severity of acute radiation sickness using a set of cytogenetic indicators. It was demonstrated that the use of a multifactorial approach provides a higher accuracy in assessing radiation damage compared to the analysis of individual cytogenetic parameters.

An important step in the treatment of severe forms of acute radiation sickness was the use of bone marrow transplantation in patients with life-threatening hematopoietic disorders. The implementation of comprehensive pathogenetic therapy, including detoxification measures, blood transfusions, and bone marrow transplantation, has made it possible to significantly reduce the severity of the clinical manifestations of acute radiation sickness and improve the survival of victims.

The experience gained as a result of the Chernobyl disaster is of exceptional importance for modern radiation medicine and biological dosimetry. The comprehensive use of hematological, cytogenetic, and clinical research methods is a prerequisite for the early diagnosis, prognosis, and treatment of acute radiation injuries in humans.

ПОБУДОВА КАЛІБРУВАЛЬНОЇ КРИВОЇ «ДОЗА - ЕФЕКТ» ЗА ЧАСТОТОЮ НЕСТАБІЛЬНИХ ХРОМОСОМНИХ ОБМІНІВ У ЛІМФОЦИТАХ КРОВІ ЛЮДИНИ *IN VITRO* ДЛЯ ДЖЕРЕЛА ^{60}Co

В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Низка радіаційних аварій, а також підвищений ризик їхнього виникнення в умовах воєнних дій і потенційних терористичних загроз зумовлюють необхідність побудови калібрувальних кривих дозових залежностей виходу маркерів опромінення в лімфоцитах периферичної крові *in vitro*. Калібрувальна крива «доза - ефект», побудована за частотою нестабільних хромосомних обмінів (дицентричні та кільцеві хромосоми) із супровідними парними фрагментами, які вважаються високоспецифічними маркерами радіаційного впливу, у лімфоцитах крові людини *in vitro* при опроміненні від відомого джерела, є ключовим інструментом біологічної дозиметрії. Це зумовлено тим, що вони: прямо корелюють з дозою іонізуючого випромінювання; характеризуються низьким спонтанним рівнем у неушкоджених клітинах; надійно ідентифікуються під час цитогенетичного аналізу; відображають нещодавній радіаційний вплив. За вимогами МАГАТЕ, кожна лабораторія, що здійснює цитогенетичну дозиметрію, повинна мати власну калібрувальну криву, побудовану за стандартизованих умов [1].

Виходячи з викладеного вище, метою роботи було дослідження частоти нестабільних хромосомних обмінів із супутнім парним фрагментом у лімфоцитах людини за гострого гамма-опромінення крові ^{60}Co *in vitro* в дозах до 1,0 Гр і встановлення залежності «доза - ефект» для цитогенетичної дозиметрії.

Дослідження проведено на зразках периферичної крові двох умовно здорових донорів чоловічої (35 років) та жіночої (25 років) статі. Зразки гепаринізованої крові опромінювали в Національному інституті раку (Київ, Україна) на апараті Рокус АМ ^{60}Co у стерильних пеніцилінових флаконах у діапазоні доз 0,10–1,0 Гр. Залежно від дози, тривалість опромінення становила 8–80 с, потужність дози – 0,69–0,75 Гр/хв, відстань джерело-поверхня – 75 см, поле опромінення 5×5 см. Дозу контролювали за допомогою клінічних дозиметрів (модель UNIDOSE-1).

Після опромінення зразки крові витримували при 37 °С 2 год. Культивування клітин крові та приготування цитогенетичних препаратів проводили згідно з [1] з деякими модифікаціями. Застосовували класичний метод аналізу рівномірно забарвлених хромосом з груповим каріотипуванням. Враховували дицентричні + кільцеві хромосоми із супровідним ацентричним фрагментом. Перевіряли поклітинний розподіл хромосомних обмінів, застосовуючи χ -критерій (таблиця).

Аналіз розподілу дицентриків + центричних кілець із супровідним фрагментом по клітинах за гострого гамма-опромінення зразків крові ^{60}Co *in vitro*

Доза, Гр	Кількість клітин	Кількість обмінів	Частота обмінів на клітину $\pm$ SE	Розподіл обмінів по клітинах				U
				0	1	2	3	
0,00	2000	1	$0,001 \pm 0,001$	1999	1	0	0	0,000
0,10	2264	10	$0,004 \pm 0,001$	2254	10	0	0	–0,141
0,25	1925	26	$0,014 \pm 0,003$	1899	24	1	0	–0,411
0,50	1322	38	$0,029 \pm 0,005$	1286	34	2	0	2,010
0,75	1332	80	$0,060 \pm 0,007$	1255	75	1	1	1,060
1,00	1000	98	$0,098 \pm 0,010$	912	79	8	1	2,870

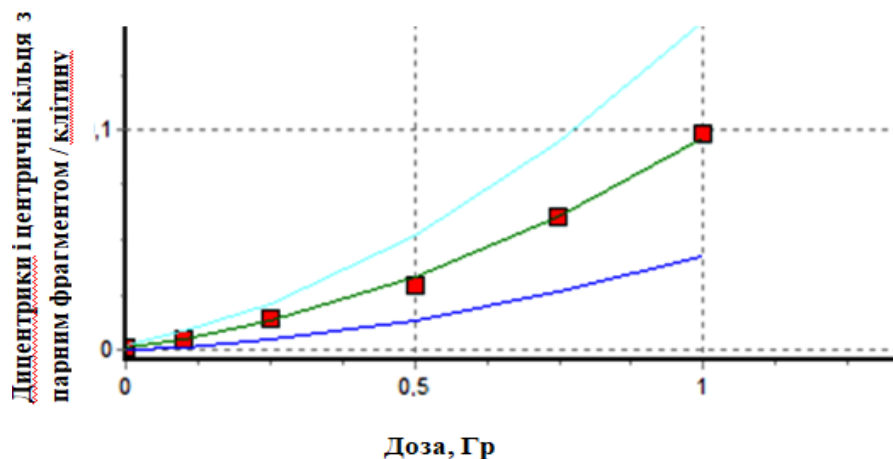
При поглинених дозах до 0,25 Гр включно спостерігали тенденцію до недостатньої дисперсії, проте вона не була статистично значимою. Починаючи з дози 0,50 Гр, виявлено клітини з двома обмінами, а за доз 0,75 та 1,0 Гр – по одній клітині з трьома обмінами. Використовуючи ці результати та інструменти підбору максимальної правдоподібності в статистичному програмному забезпеченні Dose Estimate [2], була побудована калібрувальна крива «доза - ефект» виходу нестабільних обмінів із супутнім фрагментом згідно з лінійно-квадратичною моделлю:

$$Y = C + \alpha D + \beta D^2,$$

$$Y = (0,0005 \pm 0,0005) + (0,0317 \pm 0,0104)D + (0,0634 \pm 0,0153) D^2,$$

де Y – частота обмінів на клітину, D – поглинена доза, Гр, α і β – лінійний і квадратичний коефіцієнти, C – фоновий рівень обмінів.

Калібрувальну криву з її 95 % довірчим інтервалом наведено на рисунку.



Залежність виходу дицентриків і центричних кілець із супровідним парним фрагментом у лімфоцитах крові людини від дози гострого гамма-опромінення ^{60}Co *in vitro*: ■ - експериментальні точки, лінійно-квадратична крива з 95 %-м верхнім і нижнім довірчими інтервалами.

Відповідність підібраної кривої експериментальним результатам оцінювали за коефіцієнтом кореляції r і зваженим критерієм χ^2 . Їхні значення, відповідно 0,99 та 0,75 (при трьох ступенях свободи) з $p = 0,86$, вказали на високу відповідність підігнаної кривої результатам експерименту. Крім того, значимість коефіцієнтів лінійно-квадратичної залежності виходу нестабільних обмінів від дози опромінення підтверджено z -тестом: значення p для коефіцієнтів C , α , β склали 0,37; 0,050 та 0,025 відповідно.

1. Cytogenetic Dosimetry: Applications in Preparedness for and Response to Radiation Emergencies. Emergency Preparedness and Response (EPR-Biodosimetry) (Vienna: IAEA, 2011) 229 p.
2. E.A. Ainsbury, D.C. Lloyd. Health Phys. 98(2) (2010) 290.

НЕЙРОПСИХОЛОГІЧНА ХАРАКТЕРИСТИКА УЧАСНИКІВ ЛІКВІДАЦІЇ НАСЛІДКІВ АВАРІЇ НА ЧАЕС ТА ПРАЦІВНИКІВ ДЕРЖАВНОГО СПЕЦІАЛІЗОВАНОГО ПІДПРИЄМСТВА «ЧОРНОБИЛЬСЬКА АТОМНА ЕЛЕКТРОСТАНЦІЯ»

К. В. Куц, І. В. Перчук, Г. Ю. Крейніс

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Довготривалі порушення психічного здоров'я постраждалих внаслідок Чорнобильської катастрофи (26 квітня 1986 р.) залишаються нагальною медико-соціальною проблемою суспільства. Встановлено, що за умов поєднаної дії іонізуючого випромінювання (ІВ) та психологічного стресу, зумовленого радіаційною надзвичайною ситуацією, формуються характерні «пострадіаційні» посттравматичні стресові розлади (ПТСР), коморбідні з депресією, нейрокогнітивним дефіцитом і цереброваскулярною патологією. Головною психологічною (семантичною) особливістю «пострадіаційного» ПТСР є наявність феномену хвилювання за виникнення можливих ефектів, що можуть реалізуватись у майбутньому (феномен «*flashforward*» – перенесення в часі в майбутнє), що відповідає концепції «антиципаторного стресу» або стресу очікування чи передбачення, тобто проєкції страху і небезпеки до майбутнього [1]. Таким чином, ІР є не просто додатковим фізичним стресором, а потужним біологічним та психологічним коморбідним фактором, який фундаментально змінює перебіг та прояви психотравми. Вплив ІР створює унікальний патофізіологічний та психосоціальний контекст, що відрізняє радіологічні катастрофи від інших травматичних подій. Ключовими чинниками ризику негативного соціально-психологічного і медичного впливу радіаційної надзвичайної ситуації є психологічний стрес високої інтенсивності, сприйняття ризику та ІР, які призводять до соціальних змін, порушень психічного і фізичного здоров'я, психосоматичних розладів, онкологічних та неонкологічних захворювань, вроджених аномалій та радіаційно-асоційованих церебральних ефектів.

Метою даної роботи було виявити особливості нейропсихологічних змін у опромінених і неопромінених осіб при різних психотравмуючих умовах.

У ході порівняння оцінювалася вираженість нейропсихіатричних розладів у групах учасників ліквідації наслідків аварії (УЛНА) на ЧАЕС та Державного спеціалізованого підприємства «Чорнобильська атомна електростанція» (ДСП ЧАЕС) відносно контрольної групи працівників об'єкта «Укриття» відповідного віку. У цілому, частота психопатологічних дисфункцій виявилася найвищою в групі УЛНА за всіма клінічними кластерами. УЛНА мають достовірно вищий рівень ПТСР як відносно контрольної групи ($p < 0,001$), так і відносно групи ДСП ЧАЕС ($p < 0,05$). У групі УЛНА виявилася підвищена частота проявів соматизації ($p < 0,01$ відносно контрольної групи та $p < 0,05$ відносно групи ДСП ЧАЕС відповідно); соціальної дисфункції ($p < 0,05$ відносно контрольної групи та $p < 0,001$ відносно групи ДСП ЧАЕС відповідно); депресії ($p < 0,01$ відносно обох груп порівняння). Крім того, в УЛНА на ЧАЕС спостерігалася достовірно вища частота когнітивної дисфункції ($p < 0,01$) та гіперзбудливості ($p < 0,05$) відносно контрольної групи. У групі ДСП ЧАЕС спостерігалася дещо нижча частота клінічних проявів соматизації та соціальної дисфункції, а також дещо вища частота клінічних проявів ПТСР та когнітивної дисфункції порівняно з контрольною групою, проте дані відмінності не були статистично значущими ($p > 0,05$). ПТСР у групі УЛНА проявлявся з достовірно більшою частотою, ніж у контрольної групи ($p < 0,001$) та у групи ДСП ЧАЕС ($p < 0,05$), що вказує на персистуючу вразливість до травматичних переживань навіть через десятиліття після аварії, з можливими хронічними нейробіологічними наслідками радіаційного і психотравмуючого впливу. Рівень гіперзбудливості (симпатичної активації) був достовірно вищим у УЛНА, ніж у контролі ($p < 0,05$), що підтверджує стійку дисрегуляцію нейровегетативної системи.

Група УЛНА продемонструвала достовірно вищу частоту соматизації, ніж у контрольній групі ($p < 0,01$) та групі ДСП ЧАЕС ($p < 0,05$), що підкреслює стійкість соматоформного патерну реагування в осіб з хронічними наслідками радіаційної надзвичайної ситуації (НС). Соціальна дисфункція була значно більш вираженою в УЛНА відносно контролю ($p < 0,05$), значно більшою мірою – порівняно з ДСП ЧАЕС ($p < 0,001$). Такий результат свідчить про довготривале зниження

адаптивного та рольового функціонування. Депресивні прояви в УЛНА були достовірно вищими, ніж в обох групах порівняння ($p < 0,01$), що може вказувати на виражену афективну дезадаптацію та значний тягар депресивної симптоматики у віддалений поставарійний період. Когнітивна дисфункція в УЛНА також була значно вираженішою, ніж у контрольній групі ($p < 0,01$). Це узгоджується з літературними даними про можливий синергічний вплив ІР та хронічного стресу на когнітивне старіння [2, 3].

У працівників ДСП ЧАЕС, які перебували на ЧАЕС у полоні військових рф у 2022 р. виявлено тенденції до підвищеної частоти ПТСР та когнітивної дисфункції відносно контролю, проте без статистичної значущості ($p > 0,05$). Це засвідчує той факт, що хоча гостра травматична подія (перебування в полоні) мала вплив, ступінь порушень був менш виразним порівняно з УЛНА.

Контрольна група характеризувалася найнижчим рівнем психопатологічних проявів у всіх клінічних кластерах і забезпечила стабільний нормативний фон для оцінки впливу стресу та опромінення.

Таким чином, група УЛНА демонструє найвищу частоту нейропсихіатричних порушень у всіх кластерах, з особливо вираженими проявами ПТСР, депресії, соматизації, соціальної дисфункції, когнітивної дисфункції та гіперзбудливості, що вказує на комплексний та мультидоменний характер психоневрологічної дезадаптації в довгостроковій перспективі після дії ІВ та травматичного стресу аварійного періоду. Група ДСП ЧАЕС демонструє помірний, переважно субклінічний рівень порушень, без статистично значущих відмінностей від контролю, хоча має тенденцію до підвищення показників ПТСР і когнітивних порушень. Дещо підвищений рівень клінічних проявів ПТСР у групі ДСП ЧАЕС відбиває негативний вплив стресу, пов'язаного з перебуванням в умовах окупації внаслідок повномасштабної війни з рф, на працівників ДСП ЧАЕС, і є зіставним зі світовими даними щодо вірогідності розвитку ПТСР в осіб, які пережили стресорні події внаслідок НС. Дані тенденції потребують подальшої оцінки та вивчення.

1. Н.А. Зданевич. Когнітивні і нейрофункціональні особливості посттравматичних стресових розладів у постраждалих у віддалений період Чорнобильської катастрофи. Дис. ... канд. мед. наук (Київ: Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини АМН України», 2012) 204 с.
2. D.A. Bazyka et al. (Eds.). *Thirty-Five Years of the Chornobyl Disaster: Radiological and Medical Consequences, Strategies of Protection and Revival: National Report of Ukraine* (Kyiv: National Research Center for Radiation Medicine of the National Academy of Medical Sciences of Ukraine, 2022) 286 p.
3. D.A. Bazyka et al. *Clin. Neuropsychiatry* 10(6) (2013) 280.

ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ БІНАРНИХ ПРОМЕНЕВИХ ТЕХНОЛОГІЙ НА ЗЛОЯКІСНІ КЛІТИНИ ЛЮДИНИ *IN VITRO*

Г. Й. Лавренчук, В. В. Талько, А. В. Чернишов

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Медичні терапевтичні джерела іонізуючого випромінювання, головним чином дистанційні джерела γ -випромінювання та прискорювачі електронів, досягли практично межі свого технічного розвитку і дають змогу націлювати іонізуюче випромінювання (ІВ) на пухлину з дуже високим ступенем вибірконості та конформності. Однак при цьому ефективність лікування злоякісних пухлин багатьох видів досі не відповідає необхідним вимогам. Надмірно високе променеве навантаження на нормальні тканини організму все ще є основним обмеженням при спробах збільшення терапевтичної ефективності променевої терапії (ПТ) за рахунок ескалації дози опромінення пухлини. Це є серйозним обмеженням застосування радикальної дистанційної ПТ у клінічній практиці. Одним зі шляхів підвищення терапевтичної ефективності ПТ є розробка та впровадження в клінічну практику фотон-захоплювальної терапії (ФЗТ), що є разом з нейтрон-захоплювальною терапією (НЗТ) різновидом бінарної променевої терапії (БПТ). БПТ – це технологія лікування злоякісних новоутворень за допомогою ІВ, в якій для забезпечення протипухлинного ефекту використовуються два компоненти – препарат, що вводиться в організм, і зовнішнє джерело ІВ [1]. Препарат, що знаходиться в пухлині, збільшує її поглинаючу здатність щодо зовнішнього опромінення, тим самим підвищуючи величину поглиненої дози. На відміну від променевої терапії з використанням препаратів-радіомодифікаторів, здатних змінювати радіочутливість пухлинних тканин, у БПТ використовуються препарати, що не мають вираженої біологічної активності у дозах, що застосовуються. Такі препарати повинні мати у своєму складі один або кілька хімічних елементів, здатних взаємодіяти із зовнішнім ІВ зі значно більшою ймовірністю, ніж елементи, що входять до складу нормальних тканин. Актуальність досліджень у галузі БПТ очевидна, а наявні на даний час результати роблять необхідним проведення їхнього аналізу для подальшого розвитку БПТ як медичної протипухлинної технології.

Мета роботи – дослідити структурні та морфо-функціональні зміни в тест-системах проліферуючих та дормантних злоякісних (лінія А-549) і нормальних (фібробласти) клітинах людини при поєднанні рентгенівського випромінювання з гадолінійвмісним фотон-захоплювальним агентом «Дотавіст» та червоного світла з фотосенсибілізатором «Фотолон».

Вивчення морфофункціональних характеристик (кінетика росту, проліферативна та мітотична активність, наявність атипичних клітин) при інкубації з гадолінійвмісним фотон-захоплювальним агентом «Дотавіст» у широкому діапазоні концентрацій (5, 10, 25, 50, 100 та 200 мкл/мл) дало змогу встановити особливості його впливу на злоякісні клітини: при низьких концентраціях 5 ÷ 25 мкл/мл проліферативна та мітотична активності не відрізняються від контролю. Водночас за високих концентрацій 100 та 200 мкл/мл спостерігали деструкцію моношару клітин, структурні зміни в культурі клітин та появу в культурі атипичних клітин. Аналогічні характерні зміни структурних та морфофункціональних характеристик спостерігали і в культурі нормальних фібробластів людини, а саме: деструктивні зміни в культурі наступали при інкубації з «Дотавіст» в концентрації 100 та 200 мкл/мл.

Дослідження у порівняльному аспекті особливостей клітинних реакцій проліферуючих злоякісних клітин людини А-549 та нормальних фібробластів людини 6-го пасажу при інкубації з фотосенсибілізатором (ФС) «Фотолон» показали протилежні ефекти морфофункціональних характеристик культур клітин: цитотоксичний вплив на злоякісні клітини А-549 проявлявся при найменших концентраціях 5 та 10 мкл/мл. При підвищенні концентрації фотосенсибілізатора зменшується щільність клітинної популяції, мітотична активність клітин та наростає кількість атипичних клітин: двоядерних, клітин з мікроядрами та з ознаками апоптозу. Збільшення концентрації ФС 100 та 200 мкл/мл призвело до деструктивних змін клітинного моношару: зменшення розмірів клітин, втрати цитоплазми, зменшення кількості мітозів, збільшення аномальних клітин (двоядерних та клітин з мікроядрами).

У культурі нормальних фібробластів в області концентрацій 5 ÷ 200 мкл/мл не спостерігали статистично значущих відмінностей щільності клітинної популяції. Однак мітотична активність помірно зменшена, порівняно з контролем. Водночас, за концентрації 25 мкл/мл і вище в культурі фіброблас-

тів з'являються атипові клітини з двома і більше ядрами, з мікроядрами, з ядерними аномаліями, такими як каріорексис, хвостаті ядра, ядра атипової форми, гантелеподібні ядра тощо. Це свідчить про генотоксичні властивості фотосенсибілізатора на нормальні фібробласти людини.

Опромінення проліферуючих злоякісних клітин лінії А-549 рентгенівськими променями в дозах 1,0, 5,0 та 10,0 Гр інактивували злоякісні клітини лінії А-549 на 10, 46 та 80 % відповідно величині дози.

Опромінення клітин лінії А-549 в присутності препарату «Дотавіст» у концентрації 2,97 мг гадотерової кислоти в 1,0 мл поживного середовища має значно більшу біологічну ефективність. Так, опромінення клітин у дозі 1,0 Гр в присутності фотон-захоплювального агента на 50 % інгібує проліферацію клітин, пригнічуючи їхню мітотичну активність. Опромінення рентгенівськими променями в дозі 10,0 Гр в присутності препарату «Дотавіст» гальмує на 93 % ріст та поділ злоякісних клітин, що свідчить про високу ефективність даної бінарної променевої технології.

Вивчення клітинних реакцій в умовах впливу на проліферуючі злоякісні клітини А-549 світла червоного діапазону у дозі 45 Дж/см² окремо чи у поєднанні з фотосенсибілізатором «Фотолон» в концентрації, що не викликає видимих змін в популяції клітин (0,05 мг/мл), з наступним опроміненням рентгенівськими променями в дозах 1,0, 5,0 та 10,0 Гр показало, що за поєданого впливу червоного світла з фотосенсибілізатором та рентгенівських променів у дозах від 1,0 до 10,0 Гр відбувається пригнічення проліферації клітин А-549 від 50 до 90 % відповідно, залежно від дози опромінення, а їх мітотична активність знижується до 4 % відносно ефектів тільки червоного світла.

Вивчення впливу двох бінарних променевих технологій на злоякісні клітини людини лінії А-549, а саме: поєднання червоного світла (45 Дж/см²) з «Фотолоном» (0,05 мг/мл) та рентгенівських променів у дозах 1,0, 5,0 та 10,0 Гр з препаратом «Дотавіст» у концентрації 10 мкл/мл, що відповідає 2,97 мг гадотерової кислоти на 1,0 мл поживного середовища, дали змогу встановити, що загибель злоякісних клітин, опромінених в дозі 1,0 Гр, становила 64 %, 5,0 Гр – 86 % і 10,0 Гр – 99 % відносно контролю. 1 % клітин, що вижили, можуть дати рецидивування первинної пухлини. Це можуть бути клітини, що знаходяться у спокої, а також поліплоїдні клітини, що виникають у пухлині у великій кількості за несприятливих умов росту.

Експериментально показано, що нормальні проліферуючі фібробласти мали майже аналогічну радіочутливість і, відповідно, клітинну реакцію на дію рентгенівського опромінення та «Дотавісту», як і злоякісні проліферуючі клітини лінії А-549. Такі біологічні ефекти треба мати на увазі, розглядаючи роль стовбурових клітин у відновленні як нормальних тканин (репопуляція), так і тканин пухлини (рецидивування).

Встановлено, що опромінення нормальних клітин рентгенівськими променями у дозах 1,0, 5,0 та 10,0 Гр у поєднанні з фотодинамічним впливом (червоне світло та «Фотолон» у концентрації 0,05 мг/мл) викликають загибель 43, 67 та 88 % клітин, відповідно дозі.

Комбінований вплив двох бінарних променевих впливів (фотон-захоплювальної терапії з «Дотавістом» та червоного світла з «Фотолоном») на нормальні фібробласти призвели до істотної загибелі клітин, а саме: опромінення в дозі 1,0 Гр з «Дотавістом», червоним світлом з «Фотолоном» призвело до інактивації 87 % клітин; опромінення в дозі 5,0 Гр з «Дотавістом», червоним світлом з «Фотолоном» призвело до інактивації 94 % клітин, а після опромінення в дозі 10,0 Гр та вищезазначеного комплексу інактивували 100 % клітин. Таким чином, виявилось, що культура нормальних фібробластів більш чутлива до впливу комплексу бінарних променевих дій, ніж культура злоякісних клітин лінії А-549.

Поєднання фотон-захоплювального (з «Дотавістом») та фотодинамічного (з «Фотолоном») впливів призводять до загибелі 90 % злоякісних клітин у стані спокою (у стаціонарній фазі росту). Тобто, навіть за таких умов впливу (рентгенівські промені в дозі 10,0 Гр одночасно з «Дотавістом» у концентрації 100 мкл/мл (29,7 мг гадотерової кислоти) виживає 10 % клітин, які при подальшому культивуванні змінюють свою морфологію, генотип і адгезивність.

Отримані результати за своєю суттю складають підґрунтя доклінічного етапу оцінки ефективності препаратів, що застосовуються у бінарних технологіях, зокрема «Дотавісту» у випадку фотон-захоплювального методу бінарної променевої терапії та «Фотолону» для фотодинамічної терапії.

1. В.С. Іванкова та ін. Клінічна онкологія 8(2)(30) (2018).
<https://www.clinicaloncology.com.ua/article/magazine/35>

IMPACT OF CHRONIC LOW-DOSE RADIATION EXPOSURE ON GLUCOSE TOLERANCE IN THE BANK VOLE IN THE EXCLUSION ZONE AROUND THE CHORNOBYL NPP

**I. Lozovytska^{1,2}, M. Grybenko^{1,2}, O. Burdo¹, D. Vyshnevskiy³, A. Lypska¹, A. Patiu^{1,2,4},
I. Chyzhevskiy⁴, T. A. Mousseau⁵, T. Mappes⁶, P. C. Watts⁶, E. Tukulenko¹**

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

² Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

³ Chornobyl Radiation and Ecological Biosphere Reserve, Chornobyl, Ukraine

⁴ State Specialized Enterprise "Ecocentre", Chornobyl, Ukraine

⁵ University of South Carolina, Columbia, SC, United States of America

⁶ University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland

Background. Chronic low-dose ionizing radiation is an important environmental factor capable of affecting physiological processes in organisms, particularly the regulation of energy metabolism. The conditions of the Exclusion Zone around the Chornobyl NPP provide a unique opportunity to study the long-term effects of radiation on wild animal populations. The aim of this study was to assess the effect of chronic radiation exposure on glucose tolerance in the bank vole (*Clethrionomys glareolus*) inhabiting the Exclusion Zone.

Methods. The study was conducted on bank voles (a total of 69 animals: 36 from control locations and 33 from contaminated areas) captured in natural habitats. Animals were trapped in control (uncontaminated) locations and in one of the most contaminated areas of the Exclusion Zone (the Red Forest), then transported to the laboratory where morphometric and gamma-spectrometric measurements were performed. The whole-life absorbed individual doses were estimated as 0.73 ± 0.04 mGy for control animals and 211.8 ± 28.7 mGy for animals from contaminated areas. Carbohydrate metabolism was assessed using a glucose tolerance test (GTT), had been adjusted for the model animal species. Each separate GTT included a balanced number of animals from control and contaminated locations with similar sex, body mass, and estimated age, as well as fasting time. According to the protocol, animals were fasted overnight (from 8,5 till 21 hours, in average 12 hours) with free access to water prior to the glucose tolerance test. Glucose loading (1 g/kg) was administered via intraperitoneal injection, taking into account body weight. Blood glucose levels were measured (OneTouchSelectSimple® glucometer) before glucose administration and at 15, 30, 60, 90, and 120 minutes after injection.

Results. The integral glycemic response was evaluated using the area under the curve (AUC), and statistical analysis included Student's t-test with Welch's correction, as well as Spearman's rank correlation analysis to assess the relationship between radiation dose and glucose metabolic parameters. The animals from radioactively contaminated areas exhibited significant changes in glycemic response compared to the control group. Peak glucose levels were lower in the animals from contaminated areas (15.06 ± 4.60 mmol/L) compared to the control bank voles (17.34 ± 3.85 mmol/L; $p < 0.01$). Similarly, AUC values were significantly reduced in the animals from contaminated areas compared to control animals (1068.18 ± 349.70 vs 1339.81 ± 381.67 ; $p < 0.01$), indicating a decreased overall glycemic response.

A comparative analysis of glucose concentrations between the control and contaminated groups at individual time points showed no statistically significant differences during the initial stages of the test (0 and 15 min; $p > 0.05$; Welch's t-test). Starting at 30 min, differences between the groups became statistically significant ($p < 0.05$; at some time points $p < 0.01$), with higher glucose levels observed in control animals. Analysis of the time profiles showed that peak glucose values in the contaminated group were reached earlier (primarily at 15 min), whereas in the control group the peak was more often observed at 30 min. This difference may indicate faster glucose utilization or clearance in animals from contaminated areas, which is consistent with the hypothesis of adaptive changes in energy metabolism under chronic radiation exposure.

Correlation analysis showed a negative relationship between individual total radiation dose and peak glucose level ($r = -0.31$; $p < 0.01$), as well as between dose and AUC ($r = -0.33$; $p < 0.01$), suggesting inclination to a dose-dependent pattern of the observed changes. Also, Spearman's correlation analysis showed that fasting glucose levels had a weak negative relationship with the integrated glycemic response

(AUC: $r = -0.18$), indicating a minor contribution of this factor to the post-load glycemic response. In the context of the observed trend toward lower glucose levels at 0 min in the contaminated group ($p > 0.05$), it may be assumed that there are differences in basal energy metabolism, potentially involving increased glucose utilization during the overnight fasting period. At the same time, the lack of a clear association between fasting time and AUC is consistent with the hypothesis that this mechanism is not a major determinant of the overall glycemic response and requires further investigation.

Conclusion. Chronic low-dose radiation exposure is associated with a decreased glycemic response and altered glucose tolerance in the bank vole, which may indicate the formation of a specific metabolic profile as a manifestation of long-term adaptation to a stressful environment. Further studies are required to elucidate the mechanisms underlying these changes.

КОМПЛЕКСНА ОЦІНКА ГЕНОМНОЇ ВІДПОВІДІ ЛІМФОЦИТІВ ПЕРИФЕРИЧНОЇ КРОВІ ЛЮДИНИ НА ІОНІЗУЮЧЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ *IN VITRO*

Л. В. Неумержицька¹, Д. А. Курінний²

¹ Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології НАМН України», Київ, Україна

² Університет прикладних наук Вайєнштефен-Тріздорф, Фрайзінг/Тріздорф, Німеччина

Дослідження геномної нестабільності, індукованої іонізуючим випромінюванням (ІВ), становить один з пріоритетних напрямів сучасної цитогенетики та молекулярної генетики. Упродовж останніх десятиліть в усьому світі проведено чимало досліджень щодо визначення віддалених ризиків помірних та низьких доз ІВ на здоров'я людини [1]. Попри інформативність даних, отриманих за допомогою хромосомного, молекулярно-генетичного або епігенетичного аналізу, їхнє поодиноке застосування може призводити до хибного трактування результатів. Зокрема, показники хромосомних аберацій, таких як дицентрики, кільцеві хромосоми, парні та одиничні фрагменти, не завжди корелюють із фактичним рівнем пошкодження ДНК. У зв'язку з цим актуальним залишається пошук інтегральних біологічних маркерів, здатних комплексно відобразити геномно-епігенетичну відповідь на згубний вплив опромінення [2–4].

Метою роботи було розробити нові підходи до оцінки радіаційно-індукованих і радіаційно-індуцибельних пошкоджень геному соматичних клітин людини з урахуванням цитогенетичних, молекулярно-генетичних та епігенетичних критеріїв.

Об'єктом дослідження була культура лімфоцитів периферичної крові (ЛПК) умовно здорових 15 волонтерів, які на момент дослідження не мали контакту з ІВ. Експозицію ІВ проводили на стадії G₀: одна частина культури ЛПК піддавалася гамма-випромінюванню в дозі 1,0 Гр (випромінювач IBL-237C з потужністю 2,34 Гр/хв), інша – була контролем. Особливістю експерименту було культивування зразків ЛПК упродовж 48 год.

Методи дослідження: молекулярно-генетичний – одноклітинний гель-електрофорез Comet assay, цитогенетичний аналіз хромосомних аберацій, статистичні.

Результати: було проведено комплексне дослідження впливу гамма-випромінювання (1,0 Гр) *in vitro* на культуру лімфоцитів периферичної крові умовно здорових волонтерів із застосуванням інтегрованого підходу. Цитогенетичний аналіз показав зростання частоти абераційних метафаз ($18,03 \pm 0,72$ %) та хромосомних аберацій ($20,97 \pm 0,89$ на 100 метафаз) порівняно з контролем ($1,64 \pm 0,34$ % та $1,66 \pm 0,35$ % відповідно). Комет-електрофорез засвідчив підвищення частки клітин з високим рівнем розривів ДНК ($13,48 \pm 0,98$ % проти $6,34 \pm 0,72$ % у контролі), а також міжіндивідуальну варіабельність ($11,23$ – $19,23$ % у досліді проти $3,34$ – $9,27$ % у контролі), що відображає різний рівень індивідуальної радіочутливості. Виявлено збільшення кількості клітин з ознаками апоптозу ($3,56 \pm 0,71$ % проти $0,91 \pm 0,33$ % у контролі), що підтверджує активацію програмованої клітинної смерті у відповідь на радіаційне ураження. Встановлено, що радіаційне навантаження реалізується не лише прямим шляхом, а й опосередковано – через радіаційно-індукований ефект свідка.

Висновки: Використання цитогенетичних, молекулярно-генетичних та епігенетичних методів дало змогу отримати багаторівневу характеристику радіаційно-індукованих ушкоджень геному лімфоцитів людини *in vitro*. Встановлено кількісні та якісні показники хромосомних аберацій, рівень одно- та дволанцюгових розривів ДНК, зміни метилювання та інтенсивність апоптозу після опромінення гамма-випромінюванням. Отримані результати доповнюють уявлення про вплив іонізуючої радіації як на цілісність хромосомного апарату, так і на епігенетичну регуляцію генів, що має фундаментальне значення інтеграції різних рівнів для оцінки індивідуальної чутливості людини.

Отже, запропонована система оцінки індивідуальної радіочутливості є новим інтегральним підходом, що поєднує три незалежні біологічні маркери – частоту хромосомних аберацій, рівень пошкоджень ДНК та кількість клітин у стані апоптозу. Такий підхід дає змогу комплексно відобразити багаторівневу відповідь геному та може стати інструментом для стратифікації індивідуальної чутливості у фундаментальних і прикладних дослідженнях радіобіології.

1. IAEA Safety Standards for protecting people and the environment. Radiation Protection and Safety in Medical Uses of Ionizing Radiation (Vienna: International atomic energy agency, 2018) 340 p.
2. M. Kreuzer et al. Radiat. Environ. Biophys. 57 (2018) 5.
3. L.M. Morton et al. Science 14 (2021) 6543. <https://doi.org/10.1126/science.abg2538>
4. Y.J. Kim et al. Toxics 10 (2022) 94. <https://doi.org/10.3390/toxics10020094>

ОЦІНКА ДОЗ ЗА ВНУТРІШНЬОГО ОПРОМІНЕННЯ ^{90}Sr МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

В. В. Павловський, І. П. Дрозд

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дозиметрія живих організмів відіграє ключову роль у сучасних радіобіологічних та радіоекологічних дослідженнях. В якості біологічних об'єктів при цьому часто обирають види, що характеризуються способом життя, який робить зручним їхнє вилучення з природних екосистем та подальше дослідження. Одним з таких видів є нориця руда – *Myodes glareolus* (Schreber, 1780) – типовий представник мишоподібних гризунів. Вона є широко розповсюдженою в межах північної частини України, в тому числі і на територіях Чорнобильської зони відчуження. Зважаючи на значні рівні радіонуклідного забруднення цих локацій, вони виступають у ролі зручних полігонів при виявленні впливу радіоактивного опромінення на живі організми. Початковим етапом при цьому є оцінка доз, які отримують тварини.

У межах нашої роботи було проаналізовано дані спектрометричних досліджень зразків кісток мишоподібних гризунів зони відчуження. Загалом вибірка становила більше ста проаналізованих проб. Зразки кісток нижніх кінцівок мишоподібних гризунів, виділених з тушок тварин, очищали від м'яких тканин, висушували протягом декількох тижнів та зважували на електронних вагах. Активність ^{90}Sr у кістках визначали методом β -спектрометрії з використанням спектрометра СЕБ-50 та програмного забезпечення для обробки спектрів BetaFit. За даними активності у пробах кісток та їхньою масою розраховували активність та питому активність ^{90}Sr у скелеті тварин. Згідно з активністю у скелеті розраховували активність у тілі, спираючись на дані літератури [1]. Відповідно до вимірювань маси тіла тварин та ширини вилицевої частини голови на момент відлову оцінювали їхній вік та середньоінтегральну масу тіла за цей період, згідно з методикою, описаною у раніше опублікованих роботах [2, 3]. Оцінку доз опромінення проводили спираючись на частку проб, які відрізнялися активністю радіонуклідів, що була вищою за фонові рівні.

Використовуючи інформацію про вік тварин та середньоінтегральну масу тіла за цей період в якості вхідних даних, за допомогою програми BiotaDC [4] розраховували дозові коефіцієнти за ситуацій внутрішнього опромінення тварин ^{90}Sr та продуктом його розпаду ^{90}Y в умовах наземних екосистем. За дозовими коефіцієнтами та активністю ізотопу у тілі тварин визначали дозові навантаження та добові дози, отримані тваринами. Добові дози у комбінації з оціненим віком тварин дали змогу розрахувати дози за весь період спостережень (інтегральні дози). Розраховували як середню дозу для вибірки загалом, так і окремі середні дози для дорослих самців, дорослих самиць та тварин-нащадків. Отримані дози співставляли з термінами, проведеними тваринами в умовах забруднених територій.

Для тварин-нащадків з відомим реальним віком було також проведено порівняння реального віку з розрахованим за шириною голови та за масою тварин, враховуючи дані про середню тривалість життя тварин [5]. Відповідно, було співставлено дози, розраховані за реальним та розрахованим віком.

Оцінені дози характеризують ситуації внутрішнього опромінення тварин ізотопом ^{90}Sr та продуктом його розпаду ^{90}Y за умов природних екосистем зони відчуження. Подальша робота може включати також розрахунок доз від зовнішнього опромінення та доз від ^{137}Cs . Поєднання результатів цих досліджень дасть змогу оцінити загальну дозу опромінення, яку тварини отримують за певний період часу, що, відповідно, зробить можливим порівняння доз з ефектами опромінення.

1. Ю.А. Маклюк и др. Ядерна фізика та енергетика 2(18) (2006) 115.
2. І.П. Дрозд, В.В. Павловський. Екологічні науки 1(52) (2024) 151.
3. І.П. Дрозд, В.В. Павловський. Ядерна фізика та енергетика 25(2) (2024) 157.
4. ICRP. Ann. ICRP 46(2) (2017) 1.
5. Animal Diversity Web. *Myodes glareolus* (bank vole). University of Michigan Museum of Zoology.
https://animaldiversity.org/accounts/Myodes_glareolus

СТАН МЕЗЕНХІМАЛЬНИХ СТРОМАЛЬНИХ КЛІТИН КІСТКОВОГО МОЗКУ ЩУРІВ WISTAR ПРИ ДІЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ В РІЗНИХ ДОЗАХ

І. З. Рувсу, Н. М. Білько

Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Мезенхімальні стромальні клітини є одними із ключових компонентів гемопоетичного мікрооточення у кістковому мозку. Незважаючи на їхню відносну радіорезистентність, ці клітини також піддаються дії іонізуючої радіації та демонструють зміни у проліферативній активності, схильності до апоптозу і здатності синтезувати гемопоетичні ростові фактори для підтримки кровотворення [1].

Метою даної роботи була оцінка стану мезенхімальних стромальних стовбурових клітин та клітин-попередників кісткового мозку, зокрема їхнього проліферативного потенціалу та здатності підтримувати кровотворення у культурі клітин *in vitro*, при дії іонізуючої радіації в різних дозах.

Дослідження проведено з використанням білих лабораторних щурів-самців Wistar. Моделі опромінення експериментальних тварин було розроблено в Інституті експериментальної патології, онкології і радіобіології ім. Р. Є. Кавецького НАН України. Порівнювався стан мезенхімальних стромальних клітин кісткового мозку при дії сублетального зовнішнього опромінення у дозі 6 Гр, а також внутрішнього одноразового опромінення ^{90}Sr у дозі 1 Гр. Визначення проліферативного потенціалу цих клітин було проведено за допомогою підрахунку кількості колонієутворювальних одиниць фібробластів (КУОФ), утворених у різні терміни культивування *in vitro*. Оцінка здатності мезенхімальних клітин до підтримки гемопоєзу передбачала застосування двох типів культур клітин. У першому випадку встановлювали ефективність колонієутворення стовбурових кровотворних клітин з використанням стромальних фідерних шарів та гелевих дифузійних камер. Друга частина дослідження стосувалася визначення тривалості функціонування гемопоетичних клітин у суспензійній культурі *ex vivo* на фідерних шарах, сформованих клітинами опромінених тварин.

Проліферативний потенціал мезенхімальних стромальних клітин кісткового мозку опромінених тварин був суттєво знижений порівняно з контролем внаслідок сублетального опромінення, про що свідчило зменшення кількості КУОФ у культурі *in vitro*. Крім того, серед цих клітин спостерігався високий рівень клітинної загибелі. Проте одноразове опромінення у дозі 1 Гр не відображалось у значному зниженні колонієутворюючої здатності стромальних клітин-попередників кісткового мозку опромінених тварин.

Для оцінки функціональної активності гемопоетичних клітин-попередників інтактних тварин здійснювали клоногенний аналіз у дифузійних камерах з напіврідким агаром *in vitro* з використанням стромальних фідерних шарів, отриманих з кісткового мозку опромінених тварин. Було з'ясовано, що опромінена строма зберігала здатність до підтримки кровотворення, близьку до контрольної, за умови застосування низьких доз іонізуючої радіації; спостерігався незначний рівень апоптозу та дещо знижений проліферативний потенціал мезенхімальних стромальних клітин. У той же час дія іонізуючої радіації у високих дозах зумовлювала суттєве порушення у функціонуванні мезенхімальних стромальних клітин. Так, у цій групі тварин спостерігалось підвищення ефективності колонієутворення гемопоетичних клітин при культивуванні на опромінених фідерних шарах порівняно з контролем. Відомо, що за таких умов може змінюватися рівень синтезу стромою цитокінів та хемокинів, які впливають на кровотворення, зокрема, зростає рівень прозапальних цитокінів. Також слід зазначити, що серед мезенхімальних стромальних клітин можуть бути присутні субпопуляції з різною радіочутливістю та різною здатністю до продукції ростових факторів [2].

Довготривале (протягом 21 доби) культивування гемопоетичних клітин у суспензійній культурі на стромальних фідерних шарах з опроміненого кісткового мозку дало змогу оцінити здатність мезенхімальних стромальних клітин підтримувати кровотворення протягом цього часу. Було виявлено, що у культурах із застосуванням мезенхімальних клітин сублетально опромінених тварин спостерігалася вища, порівняно з контролем, кількість гемопоетичних клітин у суспензії. У той же час опромінення у дозі 1 Гр суттєво не впливало на кількість таких клітин у суспензії – цей показник був близьким до контрольного.

Ця робота була підтримана грантом від Simons Foundation.

1. A. Nogueira-Pedro et al. Int J Radiat Biol. 98 (2022) 1619.
2. X. Li et al. Curr. Issues Mol. Biol. 48 (2026) 196.

ЦИТОГЕНЕТИЧНА ДОЗИМЕТРИЯ В СИСТЕМІ РАДІАЦІЙНОЇ БЕЗПЕКИ ТА АВАРІЙНОГО РЕАГУВАННЯ В УКРАЇНІ

Н. Рябченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В умовах триваючої військової агресії ризику виникнення ядерних та радіаційних інцидентів в Україні значно зросли. Основними джерелами загрози є потенційні аварії на АЕС, об'єктах поводження з радіоактивними відходами та в Чорнобильській зоні відчуження внаслідок ракетних і дронних атак. Національна комісія з радіаційного захисту України визначила відсутність скоординованої національної системи біологічної дозиметрії як критичну прогалину в системі безпеки України. У разі масового опромінення цивільного населення та військових наявні потужності будуть істотно перевантажені, що вимагає створення масштабованої інфраструктури для проведення індивідуальної оцінки доз опромінення.

Цитогенетична дозиметрія є ключовим компонентом системи готовності до ядерних та радіаційних надзвичайних ситуацій. Її основним завданням є проведення індивідуалізованої оцінки поглиненої дози опромінення у випадках, коли фізична дозиметрія відсутня або її результати потребують верифікації. В умовах масового опромінення населення або персоналу такі лабораторії забезпечують наукове обґрунтування для прийняття медичних рішень щодо сортування та лікування постраждалих.

Сучасні методичні платформи цитогенетичної дозиметрії використовують набір валідованих МАГАТЕ та ВООЗ методів, кожен з яких має своє призначення [1]:

- Аналіз дицентричних хромосом (DCA): визнаний «золотим стандартом» для оцінки дози при гострому радіаційному опроміненні.
- Метод флуоресцентної *in situ* гібридизації (FISH): використовується для ретроспективної оцінки доз та аналізу складних випадків опромінення.
- Мікроядерний тест з блокуванням цитокінезу (CBMN): додаткова валідована методика для індикації променевого ураження людини.
- Визначення фокусів фосфорильованого гістону γ -H2AX: чутливий метод для швидкої індикації подвійних розривів ДНК у перші години після аварії, що критично для первинного медичного сортування.

Діяльність лабораторій цитогенетичної дозиметрії здійснюється відповідно до міжнародних стандартів забезпечення та контролю якості (QA/QC), що гарантує порівнюваність отриманих даних, а також їхню юридичну та медичну валідність:

- ISO 19238:2023: встановлює спеціальні критерії для виконання аналізу дицентриків; охоплює вимоги до кваліфікації персоналу, калібрувальних кривих «доза - ефект», підготовки зразків крові та статистичної обробки результатів [2].
- ISO 21243:2022: визначає протоколи для цитогенетичного сортування (*triage*) під час масштабних інцидентів; регламентує спрощені схеми підрахунку, які дають змогу швидко розподілити постраждалих на групи [3].
- ISO/IEC 17025: загальний стандарт для випробувальних лабораторій, який вимагає наявності системи управління якістю, регулярного калібрування обладнання та підтвердження технічної компетентності через зовнішні аудити [4].

Інтеграція лабораторії до міжнародних мереж біологічної дозиметрії – європейської RENEW (Running the European Network of Biological Dosimetry) [5], BioDoseNet під егідою ВООЗ та МАГАТЕ надає Україні низку стратегічних переваг для зміцнення національної радіаційної безпеки системи реагування на радіологічні аварії, зокрема забезпечує: уніфіковані методики та стандарти; міжлабораторний порівняльний аналіз препаратів; технічну та методологічну підтримку; науковий обмін та навчання.

Створення спеціалізованої лабораторії біологічної/цитогенетичної дозиметрії на базі існуючої лабораторії радіаційної цитогенетики та доклінічних досліджень радіофармацевтичних препаратів в Інституті ядерних досліджень НАН України – проєкт, що базується на досвіді науково-технічної команди лабораторії в галузі цитогенетичної біодозиметрії протягом більше, ніж 25 років, включаючи оцінку доз для постраждалих та ліквідаторів Чорнобильської аварії, персоналу Нового безпечного конфайнмента, самопроселених мешканців Чорнобильської зони відчуження та населення, яке проживає поблизу атомних електростанцій та установок ядерного паливного циклу (Жовті Води, Славутич, Кузнецовськ).

1. Cytogenetic Dosimetry: Applications in Preparedness for and Response to Radiation Emergencies. IAEA Emergency Preparedness and Response Series (EPR-Biodosimetry) (Vienna: IAEA, 2011) 229p.
2. ISO 19238:2023. Radiological protection – Performance criteria for service laboratories performing biological dosimetry by cytogenetics – Dicentric assay. 3rd ed. (Geneva: International Organization for Standardization, 2023) 39 p. <https://www.iso.org/standard/82295.html>
3. ISO 21243:2022. Radiation protection – Performance criteria for laboratories performing initial cytogenetic dose assessment of mass casualties in radiological or nuclear emergencies – General principles and application to dicentric assay. 2nd ed. (Geneva: International Organization for Standardization, 2022). 18 p. <https://www.iso.org/standard/78139.html>
4. ISO/IEC 17025:2017. General requirements for the competence of testing and calibration laboratories. 3rd ed. (Geneva: International Organization for Standardization and International Electrotechnical Commission, 2017). 30 p. <https://www.iso.org/standard/66912.html>
5. RENEB (Running the European Network of Biodosimetry and Physical Retrospective Dosimetry). Official website. <https://www.reneb.net>

RESULTS OF LONG-TERM STUDIES OF MEDICAL AND RADIOLOGICAL CONSEQUENCES OF THE CHORNOBYL CATASTROPHE (EXPERIENCE, CONCLUSIONS, FORECASTS)

V. O. Sushko, D. A. Bazyka, O. O. Kolosynska, V. Yu. Vdovenko

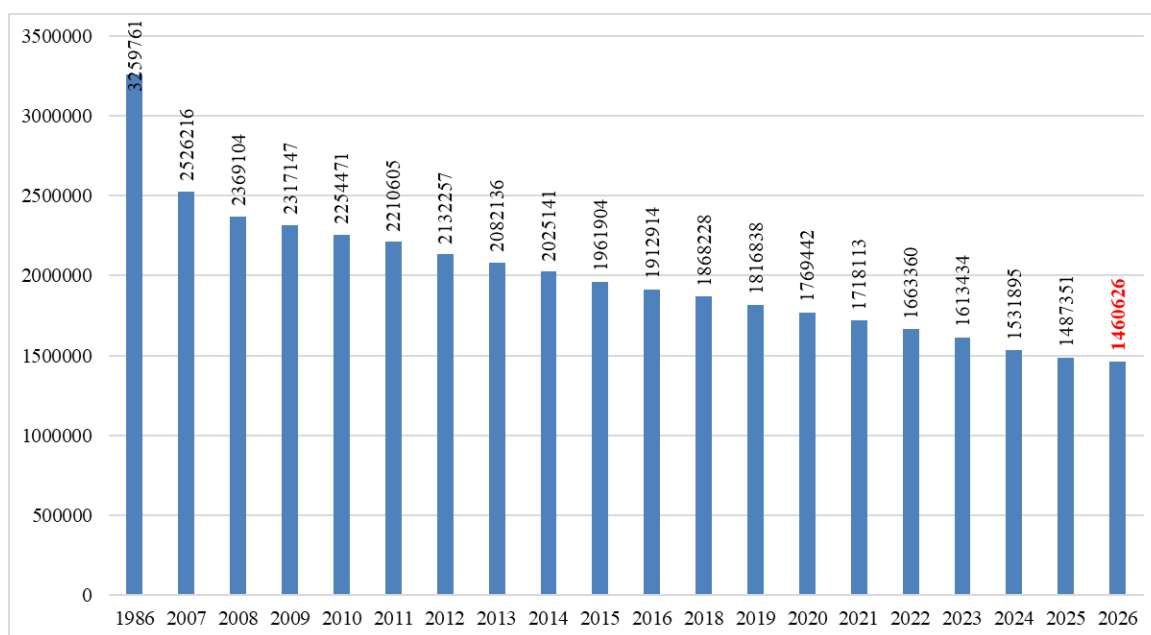
State Institution "National Research Center for Radiation Medicine, Hematology and Oncology, National Academy of Medical Sciences of Ukraine", Kyiv, Ukraine

Background. Four decades after the Chornobyl accident, its long-term consequences have a significant impact on the state of the affected population of Ukraine. The affected population includes participants in the liquidation of the consequences of the accident (PLCA), evacuees, and residents of radioactively contaminated areas (RRCA).

Objective. To systematize current data on long-term studies of the medical and radiological consequences of the Chornobyl catastrophe by assessing the structure of oncological and non-oncological morbidity, mortality, disability, and dose factors in the main cohorts of victims, as well as to determine the priorities of medical countermeasures on the eve of the 40th anniversary of the accident.

Materials and methods. Review of data from the State Register of Ukraine for suffered persons (PLCA plus evacuees plus RRCA), long-term descriptive and analytical epidemiological international and domestic studies, results of radiation and hygienic monitoring of radioactively contaminated areas, and regulatory decisions of 2024–2025 on dosimetric certification. Main indicators: standardized incidence rates (SIR), excess relative risk per unit dose (ERR/Gy), structure of mortality and disability.

Results. As of 01.01.2026, 1,460,626 adults, including 208,545 children, had the status of victims of the Chornobyl catastrophe in Ukraine. The total number of affected adult citizens as of 01.01.2026, compared to 2008, decreased by 582,455 people, or by 31.75 % (from 1,834,536 to 1,252,081 people) (Figure).



Decrease in the number of people affected by the Chornobyl catastrophe in Ukraine (2008–2026).

The number of PLCA during this period decreased from 276,327 to 135,180, or by 141,147 people (51.08 %), i.e., over the past 17 years, more than every second participant in the liquidation of the consequences of the Chornobyl accident has deregistered (died).

The number of adult victims (RRCA plus evacuees) decreased from 1,558,209 in 2008 to 908,336 in 2026, or by 41.71 % (649,873 people). The number of children affected by the Chornobyl accident decreased from 534,568 people in 2008 to 208,545 in 2026, or by 326,023 people. Spouse (widow) of a deceased citizen whose death is related to the Chornobyl catastrophe – 39,788.

As of 01.01.2026, 87,206 people (43,727 – PLCA, 43,479 – evacuees and residents of RCT) belonged to category 1 (the presence of a link between the disease that led to disability with the impact of the Chornobyl accident); children disabled by the Chornobyl NPP – 824, the maximum of this group of affected persons was recorded in 2014 – 117,158 people. In the structure of post-mortem cases of medical expertise of the connection of diseases that led to the death of affected persons, category 1 – 51.25 % (10,807 cases) is

absolutely dominant, which, as patients with an expertly verified causal relationship with the impact of radiation exposure and the consequences of the Chernobyl accident and confirmed disability, had a more severe decompensated course of diseases. In second place are the PLCA of the 2A category (22.01 %), who participated in the clean-up work at the first stages of the accident and received increased radiation doses.

In the first five years after the accident, residents of the most contaminated areas received an average of about 58 % of the total effective dose of radiation for the entire post-accident period. During the first fifteen years, about 80 % of the total dose was accumulated, while for the period 2000–2024, the additional accumulation did not exceed 20 % of the total dose for 1986–2020 (^{137}Cs from local food and forest products) against the background of heterogeneous territorial pollution [1].

Main effects of the accident: Early effects – acute radiation sickness, cytogenetic damage, cataracts – have already been realized and well described. But the main burden for the healthcare system today is late effects: tumor diseases, cardiovascular pathology, cerebrovascular diseases, bronchopulmonary diseases, thyroid pathology. It is these effects that require not short-term care, but lifelong monitoring, timely diagnostics, maintenance of registries, and preservation of the expert system [1].

The total oncological incidence in residents of RCT and evacuees does not exceed national levels on average, while in PLCA there is an increase in total cancer incidence ($\text{SIR} > 1$) with distinct signatures for thyroid cancer (the largest increase in PLCA), as well as an increase in the risk of leukemia/lymphomas; for leukemias and myeloma, dose-dependent effects ($\text{ERR/Gy} > 0$) are shown.

Epidemiological studies of the NRCRMHO have shown a dependence of the incidence of most non-tumor diseases in affected people on the dose of external radiation, age at the time of exposure and the time elapsed after it; these patterns were most pronounced for coronary heart disease, hypertension, chronic obstructive pulmonary disease, pathology of the vision organs (age-related macular degeneration, involutional cataract) and other somatic diseases [2, 3].

The dominant contribution to the burden of diseases is made up of non-oncological conditions: cardiovascular and cerebrovascular diseases, chronic respiratory (COPD and BA), endocrine and digestive diseases. Most representatives of the cohorts have multimorbidity (3–5 chronic diseases per person) and a steady increase in mortality since the late 1990s, which in the most vulnerable groups exceeds the indicators of the general population. The war of 2022 increased the risks due to the destruction of the medical infrastructure of the northern regions and the complication of access to care [2, 3].

Conclusions. During 2008–2025, there was a significant increase in mortality and, accordingly, a reduction in the number of all categories of affected population, but primarily PLCA. 40 years after the accident, the main burden for the affected population is due to non-oncological diseases (primarily cardio- and cerebrovascular), complemented by an increased risk of individual solid and hematological neoplasias in specific cohorts (PLCAs). Health priorities include: restoration of systemic dosimetric certification and control of internal radiation; long-term dispensary follow-up of cardiovascular, endocrine-metabolic, neurological and pulmonological profile; screening and early detection of thyroid and breast cancer, oncohematological diseases and lung cancer in risk groups; support for the functioning of the register of affected population with the transition to an analytical data model; guaranteeing the safety of radiation-hazardous facilities of the Chernobyl NPP industrial site; targeted medical and social programs for persons who were exposed to radiation in childhood. The presented findings can serve as a basis for the correction of antiradiation, clinical and social measures in the near future.

1. A. Bazyka (Ed.) et al. *Thirty-Five Years of the Chernobyl Catastrophe: Radiological and Medical Consequences, Strategies of Protection and Revival: National report of Ukraine* (Kyiv, National Research Center for Radiation Medicine, National Academy of Medical Sciences of Ukraine, 2022) 286 p.
2. V.O. Sushko, O.O. Kolosinska, O.V. Apostolova. *Probl. Radiat. Med. Radiobiol.* 29 (2024) 419. <https://doi.org/10.33145/2304-8336-2024-29-419-424>.
3. M.P. Little et al. *Radiat Res.* 202(2) (2024) 432. <https://doi.org/10.1667/RADE-24-00021.1>

RAPID METABOLIC RESPONSES TO IONIZING RADIATION IN BANK VOLES INTRODUCED TO THE DISTURBED ENVIRONMENT OF THE EXCLUSION ZONE: PRELIMINARY DATA

**E. Tukalenko¹, O. Burdo¹, M. Grybenko^{1,2}, I. Lozovytska^{1,2}, A. Patiuk^{1,2,3}, I. Chyzhevskiy³,
A. Lypska¹, D. Vyshnevskiy⁴, T. A. Mousseau⁵, T. Mappes⁶, P. C. Watts⁶**

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

² Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

³ State Specialized Enterprise "Ecocentre", Chornobyl, Ukraine

⁴ Chornobyl Radiation and Ecological Biosphere Reserve, Chornobyl, Ukraine

⁵ University of South Carolina, Columbia, SC, United States of America

⁶ University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland

Background. Understanding the biological effects of ionizing radiation is essential for evaluating risks to human health, protecting ecosystems, and developing effective radiation safety standards. While controlled laboratory studies have provided important insights, they often fail to capture the complexity of low-dose exposure under natural environmental conditions. Therefore, complementary approaches using ecologically relevant models are critically important. The aim of the study was to evaluate preliminary data on liver metabolic responses to ionizing radiation exposure in bank voles following short-term exposure in a radioactively contaminated environment.

Methods. Experimental design: adult male bank voles (*Clethrionomys glareolus*) originating from uncontaminated control areas were marked with subcutaneous RFID-tags and introduced into the disturbed environment of the Red Forest in the Exclusion Zone near the Chornobyl NPP. After two and a half weeks, animals were sacrificed, and liver samples were collected immediately, frozen, and stored on dry ice until processing. Averages of the estimated absorbed doses during the experiment were $6.74 \cdot 10^{-2} \pm 0.7 \cdot 10^{-2}$ mGy and 58.68 ± 11.5 mGy in control and exposed bank voles, respectively. Metabolomic sample processing was performed at the Bioplatforms Australia facility using the LC-MS approach. In total, 204 metabolites in each sample were identified. The current dataset includes nine animals (five controls and four irradiated individuals). Due to the limited sample size, the results should be interpreted as preliminary evidence of robust trends rather than definitive biomarkers.

Results and discussion. Generally, the metabolomic profile of exposed animals indicates coordinated alterations in energy metabolism, gut microbiota-derived compounds, and stress-related endocrine signaling. T-test analysis identified 20 metabolites differing between exposed and control animals (Table). Despite the methodological limitations (only rhamnose remained significant after multiple testing correction, FDR < 0.05), the consistency in direction and functional grouping of altered metabolites suggests coordinated metabolic changes rather than random variation. Most metabolites were increased in irradiated animals. These included microbial-associated metabolites such as phenylacetylglutamine, 3-furoic acid, and gamma-butyrolactone, as well as amino acid degradation products including ketoleucine, and 2-hydroxy-3-methylbutyric acid (also associated with inflammation). In addition, stress-related hormones cortisol and cortisone were elevated, pointing to activation of the hypothalamic-pituitary-adrenal axis. The elevated levels of gulonolactone and threonic acid (metabolites related to ascorbate) were also found. In contrast, 4-hydroxyhippuric acid and hydrocinnamic acid, both associated with aromatic compound metabolism and gut microbiome activity, were decreased in exposed animals, suggesting selective disruption of microbial metabolic pathways rather than a uniform increase in microbiome activity.

To further assess the relationship between metabolic changes and the absorbed dose of radiation exposure, Spearman rank correlation analysis was performed. Multiple metabolites showed significant correlations with absorbed dose, indicating dose-dependent effects. The strongest positive correlation was observed for phenylacetylglutamine ($r = 0.89$, $p < 0.05$), followed by rhamnose ($r = 0.75$, $p < 0.05$), which is a microbial-derived sugar, and its elevation may reflect altered microbiome composition or increased fermentation activity. Several additional metabolites associated with microbial metabolism and amino acid catabolism (lysine, ketoleucine, gamma-butyrolactone, 3-furoic acid) also demonstrated consistent positive correlations with dose ($r = 0.69$ – 0.73 , $p < 0.05$). Increased ketoleucine and 2-hydroxy-3-methylbutyric acid indicate enhanced branched-chain amino acid degradation, which is typically associated with increased energy demand or metabolic stress and inflammatory metabolic pathways. Elevated lysine levels further suggest perturbations

in nitrogen balance and protein turnover. The increase in cortisol and its positive correlation ($r = 0.75$, $p < 0.05$) with absorbed dose further supports activation of systemic stress-response pathways. Glucocorticoids are known to stimulate gluconeogenesis, lipolysis, and protein catabolism, promoting rapid energy availability from substrates, which provides a link between environmental stress exposure and the observed metabolic phenotype. Gulonolactone, a precursor of ascorbic acid synthesis, as well as threonic acid, a degradation product of ascorbic acid, were increased and correlated with exposure ($r = 0.68$ for both, $p < 0.05$), which may reflect enhanced oxidative stress and accelerated turnover of ascorbate due to radiation-induced reactive oxygen species generation.

Important features identified by t-tests

Metabolite	t.stat	p.value	$-\log_{10}(p)$	FDR
Rhamnose	-8.99	$5.37 \cdot 10^{-5}$	4.27	0.01096
Ketoleucine	-4.7518	0.00281	2.5518	0.2863
Cortisol	-3.9442	0.00620	2.2077	0.3222
Threonic acid	-3.8000	0.00717	2.1445	0.3222
Gamma-butyrolactone	-3.5349	0.00965	2.0156	0.3222
Phenylacetyl glycine	-3.5028	0.01219	1.9141	0.3222
Thiamine pyrophosphate	-3.3696	0.01475	1.8312	0.3222
4-Hydroxyhippuric acid	3.2296	0.01500	1.8239	0.3222
3-Furoic acid	-3.2686	0.01502	1.8235	0.3222
Hydrocinnamic acid	3.3534	0.01579	1.8015	0.3222
2-Hydroxy-3-methylbutyric acid	-2.9594	0.02303	1.6378	0.3980
Pelargonic acid	-3.2556	0.02372	1.6249	0.3980
Pyruvic acid	-2.8197	0.02689	1.5704	0.3980
Cyclic AMP	-2.8533	0.02731	1.5636	0.3980
Ethylmethylacetic acid	-3.0032	0.03612	1.4423	0.4215
Gulonolactone	-2.7387	0.03629	1.4403	0.4215
Cortisone	-2.5534	0.03792	1.4212	0.4215
Capric acid	-2.6752	0.03936	1.4050	0.4215
Lysine	-2.5909	0.04071	1.3903	0.4215
Thymine	-2.6121	0.04944	1.3059	0.4215

Conversely, strong negative correlations with absorbed dose were detected for 4-hydroxyhippuric acid ($r = -0.82$, $p < 0.05$), arachidic acid ($r = -0.75$, $p < 0.05$), histidine ($r = -0.77$, $p < 0.05$), fructose-1,6-bisphosphate ($r = -0.75$, $p < 0.05$), and a key intermediate in glycogen synthesis and glycosylation pathways – uridine diphosphate glucose ($r = -0.68$, $p < 0.05$), suggesting alteration of specific metabolic pathways at exposed animals. Notably, negatively correlated metabolites include intermediates of carbohydrate and aromatic compound processing, pointing to alterations in glucose metabolism and host-microbiome interactions. These metabolomic findings are consistent with our own unpublished physiological data showing slightly elevated blood glucose levels in exposed small rodents combined with faster glucose clearance during glucose tolerance tests. Elevated glucose may result from glucocorticoid-driven gluconeogenesis, while enhanced glucose utilization is supported by increased metabolic turnover. The negative correlation of fructose-1,6-bisphosphate with dose further suggests increased glycolytic flux and rapid consumption of intermediates. Together, this suggests a state of increased metabolic flexibility, where organisms maintain higher circulating glucose but are able to rapidly uptake and utilize it when needed. Such a phenotype can be interpreted as an adaptive response to environmental stress, allowing organisms to balance energy supply and demand under fluctuating conditions. However, prolonged activation of these pathways may also carry physiological costs, including increased oxidative stress and altered microbiome functions.

Taken together, these preliminary data suggest that radiation exposure induces a metabolic shift toward a high-turnover, stress-adapted state with an oxidative component, characterized by increased substrate mobilization, enhanced amino acid catabolism, and altered host - microbiome interactions. This metabolic profile is consistent with increased metabolic flexibility, allowing maintenance of energy homeostasis under environmental stress. Despite the small sample size and limited number of FDR-significant metabolites, the convergence of independent analytical approaches (Mann-Whitney and t-tests and dose correlation analysis) supports the robustness of the observed trends. Overall, these results suggest that exposed animals undergo adaptive metabolic reprogramming, which may improve short-term physiological performance but could have long-term consequences for metabolic stability and organismal health.

ПЕРСИСТЕНЦІЯ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОГО ЕФЕКТУ СВІДКА В ЛІМФОЦИТАХ ПЕРИФЕРИЧНОЇ КРОВІ ЛЮДИНИ

О. В. Шеметун, О. О. Талан

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Дослідження персистенції радіаційно-індукованого ефекту свідка є важливим для прогнозування розвитку геномної нестабільності при опроміненні організму людини, коли множинні генетичні пошкодження у неопромінених клітинах-свідках можуть спричинити перехід геному клітин до нестабільного стану, характерного для пухлинного росту.

Мета роботи – дослідити персистенцію геномної нестабільності при розвитку первинного радіаційно-індукованого ефекту свідка в соматичних клітинах людини.

Моделювання персистенції радіаційно-індукованого ефекту свідка виконано зі застосуванням 120-годинного довготривалого культивування лімфоцитів периферичної крові людини (клітин-свідків, у яких визначали цитогенетичні показники) з додаванням кондиційного середовища від опроміненої *in vitro* в дозі 1,0 Гр (RADGIL2, потужність 5,0 Гр/хв) культури клітин недрібно-клітинного раку легень людини лінії А-549 (індукторів пошкоджуючого сигналу) [1, 2]. Робота виконана із застосуванням цитогенетичного аналізу рівномірно забарвлених хромосом. Статистичну обробку отриманих результатів виконували за допомогою критерія Стюдента.

Встановлено, що в лімфоцитах периферичної крові людини за культивування з кондиційним середовищем від опромінених *in vitro* в дозі 1,0 Гр клітин недрібноклітинного раку легень лінії А-549 загальна частота аберацій хромосом перевищувала контрольну впродовж чотирьох клітинних поділів (періоду спостереження) ($p < 0,01$). В окремих мітотичних поділах рівні аберацій хромосом значуще не розрізнялися між собою ($p > 0,05$). Персистенція геномної нестабільності впродовж періоду спостереження забезпечувалася підвищенням частоти аберацій хроматидного типу ($p < 0,01$). Рівні аберацій хромосом у лімфоцитах крові людини за умов розвитку радіаційно-індукованого ефекту свідка впродовж чотирьох мітотичних поділів перевищували відповідні показники при розвитку пухлинно-індукованого ефекту свідка за рахунок зростання частоти одиночних фрагментів ($p < 0,05$) [3, 4]. Частоти аберацій хромосомного типу не мали статистично значимої різниці з відповідними контрольними показниками ($p > 0,05$). У всіх варіантах досліджуваної елімінації ацентричних парних фрагментів, що призвело до зниження частоти аберацій хромосомного типу протягом часу спостереження.

Зареєстровано міжіндивідуальну варіабельність обстежених осіб у здатності до індукції та персистенції радіаційно-індукованого ефекту свідка, коли частота аберацій хромосом впродовж періоду спостереження не корелювала з відповідною фоновою частотою пошкоджень хромосом у лімфоцитах периферичної крові та частотою пошкоджень хромосом за розвитку пухлинно-індукованого ефекту свідка у тих же осіб.

Таким чином, у лімфоцитах периферичної крові людини встановлено індукцію та персистенцію геномної нестабільності впродовж чотирьох мітотичних поділів внаслідок розвитку радіаційно-індукованого ефекту свідка, зумовленого впливом кондиційного середовища від опромінених *in vitro* в дозі 1,0 Гр клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549. Персистенція геномної нестабільності забезпечувалася підвищеною частотою аберацій хроматидного типу (одиночними фрагментами).

Отримані результати будуть використані при вивченні персистенції вторинного радіаційно-індукованого ефекту свідка, що передбачає дослідження впливу клітин-свідків розвитку первинного радіаційно-індукованого ефекту свідка на цитогенетичні показники в інтактних лімфоцитах периферичної крові здорових осіб впродовж чотирьох мітотичних поділів.

1. О.В. Шеметун та ін. Спосіб оцінки хромосомної нестабільності внаслідок розвитку вторинного радіаційно-індукованого ефекту свідка в лімфоцитах периферичної крові людини: Патент UA № 57209. Опубліковано 18.09.2024, бюл. № 38.
2. О.В. Шеметун, О.О. Талан, О.Б. Дибська. Розвиток радіаційно-індукованого ефекту свідка в лімфоцитах крові людини за умов впливу середовища культивування опромінених *in vitro* клітин недрібноклітинного раку легень А-549. У кн.: XXXI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна, 27–31 травня 2024 року (Київ, Ін-т ядерних дослідж., 2024) с. 219.
3. О.В. Шеметун, О.О. Талан., О.Б. Дибська. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 30 (2025) 284.
4. О.О. Талан, О.В. Шеметун. Дослідження персистенції ефекту свідка в лімфоцитах периферичної крові людини. У кн.: XXXII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна, 26–30 травня 2025 року (Київ, Ін-т ядерних дослідж., 2025) с. 203.

Авторський покажчик

- Аушев В. Є. 90
 Бабкіна Н. Г. 192
 Бандурина Л. О. 127
 Бандурин О. О. 128
 Бандурин О. Ю. 126, 128
 Бандурин Ю. А. 126, 127, 128
 Безшийко О. А. 64, 108, 134
 Белицький Д. О. 184
 Беллі П. 61, 63, 66
 Бернабей Р. 61, 63, 66
 Белошенко М. А. 161
 Бібік Т. В. 102
 Білогородський Ю. С. 129
 Білько Н. М. 207
 Бойко Р. С. 61
 Борисенко А. Г. 156
 Борисенко В. І. 100, 112
 Буканов В. М. 104
 Бурдо О. О. 188, 190,
 Василевський В. С. 16
 Ващенко В. М. 119
 Вернидуб М. Р. 130
 Вернидуб Р. М. 132
 Вертегел І. І. 43, 79
 Верцімаха Г. В. 149
 Височин Д. В. 120
 Вишневський Д. О. 188
 Вільчинська К. В. 134
 Вірко В. Ф. 157
 Вірко Ю. В. 157, 161
 Воронецький І. І. 97
 Гаврилюк В. І. 105, 106
 Гамольський І. І. 11
 Ганжа О. Б. 190
 Гащак С. П. 188
 Гладковський В. В. 161
 Голіней І. Ю. 135
 Голінка-Безшийко Л. О. 64, 108,
 134
 Гончарук В. Г. 102
 Горбаченко О. М. 35
 Горпинич О. К. 98
 Грицай О. О. 46, 77
 Гриценко О. В. 104
 Гудзенко Н. А. 192
 Давидовська О. І. 12
 Даневич Ф. А. 59, 61, 63, 66
 Демченко О. М. 194
 Денисов В. Ю. 12, 63, 66
 Деречкей П. С. 56
 Демьохін В. Л. 104
 Дзюблик О. Я. 137
 Драпей С. С. 59, 66, 105, 106
 Дрозд І. П. 206
 Єрмоленко Р. В. 184
 Жаба В. І. 16
 Желтоножський В. О. 48, 50, 52,
 54, 56, 186
 Жуков О. 75
 Зарицький М. М. 58, 95
 Земскова О. В. 194
 Зенаєв О. І. 90
 Іконніков М. О. 108
 Ількович В. В. 104
 Інчіккітті А. 61, 63, 66
 Кайдик Б. В. 105, 106
 Калиновський О. К. 178
 Каппелла Ф. 61, 63, 66
 Караччіоло В. 61, 63, 66
 Касперович Д. В. 58, 59, 61, 63,
 66, 95
 Кемпер К. 43
 Кива В. О. 97
 Кириленко О. І. 132
 Киришук В. І. 59, 66
 Клавдієнко В. Р. 58, 63, 66, 95
 Клекоць Д. М. 64
 Ключев І. С. 66
 Кобичев В. В. 58, 59, 61, 66, 68, 84,
 95
 Коваленко О. В. 180
 Ковальчук О. С. 97
 Колесниченко Я. І. 163, 167
 Косенко С. І. 119
 Кот Л. А. 130, 138
 Краснов В. О. 178
 Краснянський О. О. 138
 Крейнис Г. Ю. 199
 Крецул Л. Є. 120
 Кріт О. М. 129
 Кряжич О. О. 180
 Кузнецов В. С. 144
 Куліч Н. В. 54
 Курінний Д. А. 194, 205
 Курочкіна В. А. 197
 Куц К. В. 199
 Кшиванський О. О. 86, 97
 Лавренчук Г. Й. 201
 Лаврухін В. В. 119
 Ладан С. П. 112
 Лаубенштайн М. 63, 66
 Лашко Ю. А. 16
 Лебедь В. 75
 Левіна О. О. 105
 Леончіні А. 63ю 66
 Липська А. І. 190
 Литовченко П. Г. 130
 Лібман В. А. 77
 Лук'янов С. В. 24
 Луценко В. В. 163, 167
 Малюк І. А. 75, 182
 Маринченко Л. В. 142
 Маслюк В. Т. 144
 Межевич С. Ю. 43, 79
 Мерло В. 63, 66
 Мизніков Д. Є. 48, 52
 Мирошніченко Ю. Б. 138
 Михайловський В. В. 137
 Молнар Ш. Б. 126, 128
 Мосюк Т. І. 132
 Нестеров В. О. 12
 Неумержицька Л. В. 205
 Ніжельська О. І. 142
 Нізі С. 63, 66
 Одінцов О. О. 115
 Остапенко І. А. 105, 106
 Охріменко О. Ю. 97
 Павленко І. О. 182
 Павлова Н. Ю. 132
 Павловський В. В. 190, 206
 Паламар Л. А. 115
 Панченко В. Г. 161
 Пархоменко В. В. 105, 106
 Перчук І. В. 199
 Петренко І. В. 130
 Петросян Е. Є. 58, 95
 Пінковська М. Б. 138
 Плюйко В. А. 35
 Поворозник О. М. 98
 Подвіянюк А. Р. 58, 84, 95
 Подвіянюк Р. Б. 58
 Поліщук О. Г. 58, 61, 95
 Поліщук О. Б. 186
 Понкратенко О. А. 43, 79
 Поп О. М. 144
 Попов О. Ю. 142
 Порицький П. В. 157, 161
 Присяжнюк А. Є. 192
 Пугач В. М. 86, 97
 Пугач О. М. 104
 Рамазанов Д. М. 86, 97
 Ревка В. М. 146
 Рокицький О. А. 54
 Романовський Н. О. 35
 Романюк М. 88
 Рудчик А. А. 43, 79
 Русек К. 43
 Руссу І. 3. 207
 Рушковський С. Р. 194
 Рябченко Н. 208
 Рязанов В. В. 117
 Сабенін П. В. 115, 178
 Саврасов А. М. 48, 50, 52, 54, 56
 Садовніков Л. В. 56, 186
 Самсоненко А. В. 105, 106
 Санжур А. І. 37
 Сваричевська О. В. 182
 Святун О. В. 182
 Семенюк О. М. 98
 Сергійчук Н. М. 186
 Сімейко К. В. 148, 151
 Скоблик О. М. 148
 Слісенко В. І. 48
 Соколова О. С. 120
 Сокур Н. В. 58, 61, 95
 Співак С. В. 184
 Спіцин М. В. 90

- Степаненко Ю. М. 43, 79
 Сторіжко В. Ю. 129
 Стратілат Д. П. 130, 132, 138
 Стрільчук М. 75
 Сугаков В. Й. 149
 Сумкіна О. В. 192
 Талан О. О. 215
 Талько В. В. 201
 Тарасов В. О. 119, 120
 Тартачник В. П. 130, 132, 138
 Телецька С. В. 182
 Тегкаєв Є. Т. 151
 Тихий А. В. 163, 167
 Томишин М. В. 126
 Третьяк В. І. 59, 61, 63, 66
 Тришин В. В. 75, 153
 Тугай А. В. 186
 Тугай Т. І. 186
 Тукаленко Є. В. 188, 190
 Тіщинська А. 43
 Улещенко В. В. 43, 79
 Федорович О. А. 161, 172
 Федурця Ю. В. 126
 Ферелла Ф. 63, 66
 Фещенко Д. С. 105, 106
 Фузік М. М. 192
 Хан В. Е. 115
 Хоменко В. П. 50
 Хухрянська О. М. 192
 Циганок Т. В. 197
 Чаплинський Р. Ю. 58, 84, 95
 Чернеженко С. А. 119, 120
 Чернищенко С. Б. 86, 97
 Чернишов А. В. 201
 Черулі Р. 61, 63, 66
 Чирко Л. І. 146
 Шараєвський Г. І. 121
 Шевченко Ю. Б. 153
 Шеметун О. В. 215
 Ширма Ю. О. 43, 79
 Шірінян А. С. 129, 142
 Щербина М. Р. 119, 120
 Яворський П. В. 144
 Яковенко Ю. В. 153, 174
 Ячменьов О. О. 98
- Abrosimov V. I. 9
 Anokhin I. E. 114, 123
 Aushev V. Y. 74, 89
 Balogh M. 93
 Bazyka D. A. 210
 Berezhnyi A. 110
 Bezshyyko O. A. 72
 Bonasera A. 41
 Burdo O. 191, 203, 212
 Chernyshenko S. 45
 Chiba S. 18
- Chyzhevskiy I. 191, 203, 212
 Davydovska O. I. 9
 Deiev O. S. 91, 93
 Denisov V. Yu. 14
 Depastas T. 41
 Domina E. A. 195, 196
 Dumansky Y. V. 195, 196
 Fedotkin S. N. 41
 Fransen C. 93
 Fredrickson E. D. 165
 Galaydych K. V. 159
 Ganiev E. 74
 Glavin A. A. 195
 Glazov S. 74
 Golinka-Bezshyyko L. O. 72
 Gomonai A. N. 80, 82
 Grečnárová T. 93
 Grybenko M. 191, 203, 212
 Grygoriev U. V. 41
 Grynevych Yu. A. 196
 Herzán A. 91, 93
 Ishizuka C. 18
 Ivanyuk F. A. 18
 Kolesnichenko Ya. I. 165
 Kolosynska O. O. 210
 Kovalenko D. S. 70
 Kozina Ya. Ye. 72
 Krivenko-Emetov Y. D. 19, 22, 28
 Krushynskiy A. 110
 Kshyvanskyi O. 45
 Kulakov D. 74
 Kushnir V. A. 91
 Kyva V. 45
 Lengyel A. I. 80, 82
 Levon A. I. 41
 Lozovytska I. 191, 203, 212
 Lutsenko V. V. 165
 Lypska A. 191, 203, 212
 Macko M. 72
 Magner A. G. 41
 Makovetska L. I. 195, 196
 Mappes T. 191, 203, 212
 Markov P. I. 159
 Maslyuk V. T. 140
 Matoušek V. 93
 Maydanyuk S. P. 26, 27, 41
 Mikhailenko V. M. 195
 Mousseau T. A. 191, 203, 212
 Myroshnykova I. Yu. 28
 Mytrochenko V. V. 91
 Noga P. 93
 Obikhod T. V. 31
 Obrizan S. M. 176
 Odeychuk A. M. 114
 Odeychuk M. P. 114
 Oleinikov E. V. 80, 82
 Olejnik S. M. 91
- Omelchenko S. O. 33
 Panchenko V. G. 169
 Parlag O. O. 80, 82
 Patiu A. 203
 Patiuk A. 191, 212
 Petrenko I. O. 31
 Ponomarenko L. P. 176
 Pop O. M. 140
 Porytskyi P. V. 169
 Potin S. M. 91
 Pugatch V. 45
 Pylypchynets I. V. 80, 82
 Pyskach V. V. 80, 82
 Radionov S. V. 18
 Raiz S. 74
 Ramalho G. 26
 Ramazanov D. 45
 Reiter P. 93
 Repko A. 93
 Rusin A. V. 140
 Sarnatska V. V. 195
 Sedlák M. 93
 Shaulskiy K. A. 26
 Sholomitsky S. 110
 Skalozub V. V. 40
 Sliusar T. O. 89
 Šolcova M. 93
 Sotnikov G. V. 159
 Stefanovich I. V. 140
 Sushko V. O. 210
 Svatiuk N. I. 140
 Sydorenko B. I. 22
 Symkanych O. I. 140
 Timchenko I. S. 91, 93
 Timchenko I. S. 93
 Tkachenko V. I. 114
 Tsushima K. 26
 Tukalenko E. 191, 203, 212
 Tykhyi A. V. 165
 Tyshchenko M. H. 171
 Uleiev A. A. 41
 Váňa D. 93
 Vasylenko A. 191
 Vdovenko V. Yu. 210
 Venhart M. 93
 Vielhauer S. 93
 Virko Yu. V. 169
 Vizenko M. P. 140
 Voronetskyi I. 45
 Vyshnevskiy D. 191, 203, 212
 Watts P. C. 191, 203, 212
 Xie J.-J. 26
 Yakovenko Yu. V. 171
 Zarubina N. E. 176
 Zenaiev O. I. 89
 Zhang P.-M. 27
 Zheng H. 41

Наукове видання

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

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

(Київ, 25–29 травня 2026 року)

Збірник тез доповідей

Укладач *Григоренко Оксана Дмитрівна*

Тези публікуються в авторських редакціях

Коректор *О. Д. Григоренко*
Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підписано до опублікування 22.09.2026.
Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 25,3.
Електронне видання. Зам. № 4.

Видавець і виготовлювач
Інститут ядерних досліджень НАН України
03028, Київ, просп. Науки, 47
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серії ДК № 4051 від 18.04.2011 р.