

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

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

(Київ, 26 - 30 травня 2025 року)

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

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

(Київ, 26 - 30 травня 2025 року)

Анотації до доповідей

Укладач: О. С. Бурдо

Програмно-організаційний комітет конференції:

Я. І. Колесниченко – голова комітету
О. С. Бурдо – учений секретар комітету

Члени:

Ф. О. Іванюк – голова секції теоретичної ядерної фізики
В. М. Пугач – голова секції експериментальної ядерної фізики
В. М. Павлович – голова секції атомної енергетики
В. Й. Сугаков – голова секції радіаційної фізики та реакторного матеріалознавства
В. С. Марченко – голова секції фізики плазми та керованого термоядерного синтезу
А. І. Липська – голова секції радіоекології та радіобіології
Ю. В. Яковенко – забезпечення режиму on-line – ZOOM videoconference
Д. А. Батіщев – розробка вебсторінки конференції
О. Д. Григоренко – видання матеріалів конференції

Секретарі:

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

Друкується за рішенням вченої ради інституту від 17.02.25.

Т 80 XXXII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України
(Київ, 26 - 30 травня 2025 року) : анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2025.
- 208 с.

У збірнику опубліковано анотації до доповідей, представлених на конференції, що є підбиттям підсумків наукової діяльності інституту за 2024 р. Представлено анотації з основних напрямків роботи Інституту, а саме: ядерної фізики, атомної енергетики, радіаційної фізики та реакторного матеріалознавства, фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, радіоекології та радіобіології.

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

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

ЗМІСТ

Теоретична ядерна фізика

Collisionless damping of isoscalar giant resonances in heavy nuclei <i>V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska</i>	9
Дослідження взаємодії частинок з ядрами другого Борнового наближенні <i>Ю. А. Бережний, В. О. Золотарьов, В. П. Михайлюк</i>	11
Alpha-cluster structure of light nuclei ^{14}C, ^{14}N, and ^{14}O <i>B. E. Grinyuk, D. V. Piatnytskyi, V. S. Vasilevsky</i>	12
Перерізи пружного розсіяння, отримані на основі потенціалу модифікованого методу Томаса - Фермі з урахуванням кору для реакцій $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ та $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ <i>О. І. Давидовська, В. О. Нестерев</i>	13
Production of compound nuclei in heavy-ion collisions and super-heavy nuclei in hot-fusion reactions <i>V. Yu. Denisov</i>	15
Empirical relations for α-decay half-lives: the effect of deformation of daughter nuclei <i>V. Yu. Denisov</i>	17
Властивості високоенергетичних резонансних станів у ядрі ^8Be <i>В. І. Жаба, В. С. Василевський, Ю. А. Лашко</i>	19
Dumbbell shapes in the super-asymmetric fission of heavy nuclei <i>F. A. Ivanyuk, N. Carjan</i>	20
Muon pair production in proton collisions at the LHC <i>V. V. Kotlyar</i>	22
Врахування поздовжньої компоненти переданого імпульсу та інших кінематичних факторів у $\text{C}(\text{d}, \text{p})\text{X}$ <i>Я. Д. Кривенко-Еметов, Б. І. Сидоренко</i>	24
Бета-розпад ^{231}Th <i>Г. П. Куртєва</i>	26
Встановлення рівноваги в системі Фермі в рамках дифузійного наближення кінетичної теорії <i>С. В. Лук'янов</i>	27
Macroscopic approach to rotating neutron stars <i>A. G. Magner, S. P. Maydanyuk, A. Bonasera, H. Zheng, S. N. Fedotkin, A. I. Levon, U. V. Grygoriev, T. Depastas, A. A. Uleiev</i>	29
Релятивізація в квантовій механіці <i>С. П. Майданюк</i>	31
Yields of Rare Earth Elements isotopes under the actinide nuclei fission <i>V. T. Maslyuk, P. S. Derecskei, Z. M. Bigan, P. P. Puga, N. I. Svatiuk, M. S. Liashchov</i>	32
Studying the vector-boson fusion hjj and $hjjj$ Higgs boson production in quantum chromodynamics and effective field theory <i>T. V. Obikhod, I. O. Petrenko</i>	34
Dynamic-algebraic model of the universe formation and the physics of portals <i>S. O. Omelchenko</i>	36
Аналіз систематик енергій пігмі дипольного резонансу в атомних ядрах <i>В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, Н. О. Романовський</i>	38
Correlations effect on driven dynamics of complex quantum systems <i>S. V. Radionov</i>	40
Subcritical states of asymmetric nuclear matter <i>A. I. Sanzhur, S. Shlomo</i>	41
Гальмівне випромінювання в нуклон-ядерних реакціях у компактних зорях <i>К. А. Шаульський, С. П. Майданюк</i>	43

Експериментальна ядерна фізика

Моніторингова система експерименту LHCb (CERN) для умов високої світності великого адронного колайдера <i>І. Воронєцький, В. Кива, В. Пугач, С. Чернишенко</i>	44
Представлення експериментальних даних до міжнародної бібліотеки експериментальних даних з ядерних реакцій EXFOR <i>О. О. Грицай, О. І. Кальченко</i>	46
Джерело напруги зсуву для кремнієвих фотопомножувачів <i>М. І. Доронін, О. М. Ковальов, А. П. Войтер</i>	48

Дослідження збудження $h_{11/2}$ -ізомерів на ядрах кадмію, олова і телуру в (γ, n) -реакції <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, П. С. Деречкей, В. Т. Маслюк, Л. В. Садовніков</i>	50
Дослідження (γ, p) -реакції на кадмії та телурі при граничній енергії гальмівних гамма-квантів 17,5 MeV <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, В. П. Хоменков</i>	52
Дослідження збудження ^{67}Cu в (γ, p) -реакції <i>В. О. Желтоножський, Д. Є. Мизніков, А. М. Саврасов, В. І. Слісенко, Н. В. Куліч</i>	54
Дослідження швидких ланцюжків розпаду в уран-торієвих рядах за допомогою сцинтиляційного кристала ортосилікату гадолінію <i>Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, В. В. Кобичев, О. Г. Поліщук, В. І. Третяк</i>	56
Монте-Карло симуляції відгуку RMS-R3 на протон-протоні зіткнення в експерименті LHCb <i>В. Кива, О. Охріменко, В. Пугач, Д. Рамазанов, С. Чернишенко</i>	58
Search for the inelastic scattering of weakly interacting massive particles on the $^{178m2}\text{Hf}$ isomer <i>V. Kirischuk, S. Drapey, A. Savrasov, M. Strilchuk, V. Tretyak</i>	60
Дослідження внутрішнього фону GAGG(CE) для пошуку рідкісних ядерних розпадів <i>В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, А. Леончіні, В. І. Третяк, Р. Черуллі</i>	62
Демонстрація концепції використання аналітичних методів машинного навчання для аналізу даних у фізиці високих енергій <i>Д. М. Клекоць, Л. О. Голінка-Бежицько, О. А. Бежицько</i>	63
Пошук холодного поділу нуклідів плутонію і америцію за допомогою гамма-спектрометрії <i>І. С. Ключев, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев</i>	65
Ядерно-фізичні методи пошуку аксіонів <i>В. В. Кобичев</i>	66
SIMOURG2.0 – програмне забезпечення на основі GEANT4 для Монте-Карло моделювання ядерних детекторів з простою геометрією <i>Д. С. Коваленко, О. В. Зуєва, В. В. Кобичев, Л. М. Кобичева</i>	67
Компактне джерело безперебійного живлення <i>О. М. Ковальов, А. П. Войтер, О. О. Гаврилов, М. І. Доронін, І. О. Мазний, О. М. Семенюк</i>	69
Вимірювання поперечного перерізу утворення V^0 адронів у зіткненнях протон-протон при енергії 7 TeV в експерименті LHCb <i>С. М. Колієв, О. А. Кот, Є. О. Петренко, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач</i>	70
V^0 production in proton-proton collisions at 5.02 TeV in the LHCb experiment <i>О. Kot, S. Koliiev, O. Okhrimenko, I. Petrenko, V. Pugatch</i>	71
Симуляції детектування та обробки сигналу детекторними модулями кремнієвої трекерної системи експерименту CBM <i>О. Кишванський, В. Пугач, М. Теклішин</i>	73
Внесок каскадного сумування при визначенні квантових виходів гамма-променів у розпаді ^{235}U <i>В. Лебедь, О. Жуков, І. Малюк, М. Стрільчук, В. Тришин</i>	75
Аналіз кутових розподілів пружного розсіяння α -частинок на мішені тритію при енергії 84,2 MeV <i>С. Ю. Межєвич, О. А. Понкратенко, Н. Кілі, Ю. С. Рознюк, О. М. Поворозник, О. К. Горпинич, В. І. Гранцев, О. О. Ячменьов, К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук, Б. А. Руденко, Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко, І. І. Вертегел</i>	77
ІЯД НАН України в експериментах LHCb (CERN) та CBM (GSI/FAIR). Досягнення і виклики 2024 р. <i>В. М. Пугач</i>	78
Beam and background monitoring system for the CBM experiment at FAIR/GSI <i>В. М. Пугач, А. V. Chaus, S. B. Chernyshenko, O. S. Kovalchuk, О. О. Kshyvanskyi, V. O. Kyva, M. V. Pugach, D. M. Ramazanov</i>	80
Система фонового випромінювання на основі металевих фольгових детекторів для експерименту CBM <i>Д. Рамазанов, В. Пугач, О. Кишванський, С. Чернишенко, В. Кива, О. Охріменко</i>	81
Задача деконволюції спектра: вибір параметра регуляризації за методом +S-кривої <i>О. М. Соколов</i>	83
Альфа-розпад природних ізотопів свропію, що супроводжується вильотом гамма-квантів <i>Н. В. Сокур, П. Беллі, Р. Бернабей, Р. С. Бойко, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, М. Лаубенштайн, В. І. Третяк, Р. Черуллі</i>	85

Вплив дисперсійних співвідношень на профіль енергетично залежного глобального

⁶Li-потенціалу

<i>В. В. Улещенко, І. І. Вертегел, К. Кемпер, Н. Кілі, <u>Є. І. Коцій</u>, В. М. Кир'ячук, С. Ю. Межєвич, О. А. Понкратенко, А. А. Рудчик, К. Русек, Ю. О. Ширма, Ю. М. Степаненко.....</i>	86
First estimation of the effect of curved foil geometry on the detection efficiency of the SuperNEMO demonstrator <i>K. S. Filonenko, M. Macko, O. A. Bezshyuko, L. O. Golinka-Bezshyuko.....</i>	88
Гамма-спектрометрія зі сцинтиляційними кристалами CsI(Tl), NaI(Tl) та CdWO₄ за допомогою кремнієвого фотопомножувача <i>Р. Ю. Чаплинський, Ф. А. Даневич, Д. В. Касперович, В. Р. Клавдієнко, В. В. Кобищев, Е. С. Петросян, Р. Б. Подвіянюк, О. Г. Поліщук.....</i>	90
Програмне забезпечення для моніторингової системи RMS-R3 та результати за 2024 р. у експерименті LHCb <i>С. Чернишенко, В. Пугач, В. Кива, О. Охріменко, Д. Рамазанов.....</i>	92
Розробка алгоритму пошуку зміщених вершин з VELO треків для тригера HLT1 на LHCb <i>В. О. Янковський, А. С. Усачов, О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко.....</i>	94

Атомна енергетика

Ядерна енергетика в енергетичній стратегії України

<i>В. І. Борисенко.....</i>	96
Інноваційний фібробетон з покращеними захисними властивостями від радіоактивного випромінювання для атомної енергетики <i>М. І. Голюк, С. В. Середа, І. І. Дідук, Ю. М. Чувашов, О. М. Яценко, А. В. Носовський, В. І. Гулік.....</i>	98
Визначення енерговиділення у вигородці ВВЕР-1000 <i>В. В. Горанчук, В. І. Борисенко, В. С. Гавриленко, В. В. Стаднік, М. М. Паламарчук, Е. М. Чалий.....</i>	100
Програмне забезпечення для цифрових систем ядерних реакторів <i>В. М. Горбачук, Т. О. Бардадим, М. С. Дунаєвський, В. В. Годлюк, Т. Г. Голоцукова, Д. О. Рибачок.....</i>	102
Програма модернізації одноярусних контейнерних збірок зі зразками-свідками металу корпусу реактора типу ВВЕР-1000 <i>О. В. Гриценко, В. М. Буканов, О. М. Пугач, В. Л. Дем'яшин, О. Г. Васильєва, С. М. Пугач.....</i>	104
Процедурна та технічна інтеграція дистанційних засобів контролю доступу в системи фізичного захисту об'єктів, призначених для поводження з РАВ та ДІВ в умовах дії воєнного стану й особливого періоду <i>С. С. Драпей, В. І. Гаврилюк, <u>Б. В. Кайдик</u>, О. О. Левіна, В. В. Пархоменко, А. В. Самсоненко, І. А. Остапенко, Д. С. Фещенко.....</i>	106
Оцінка флюенсу нейтронів на корпусі ВВЕР-1000 з використанням альтернативного комплексу кодів <i>В. В. Ількович, С. М. Пугач, О. М. Пугач.....</i>	107
Monitoring of radioactive aerosols in ground level air at the stages of the Shelter Object conversion into an ecologically safe system <i>О. К. Kalynovskiy, V. O. Krasnov, O. V. Filippov.....</i>	109
Розрахунок залишкового енерговиділення опроміненого ядерного палива: методи ISO 10645/ANS 5.1, SCALE <i>С. П. Ладан, В. І. Борисенко.....</i>	111
Дозиметричне забезпечення зразків-свідків металу корпусу реактора типу ВВЕР-1000, які опромінюються в плоских контейнерних збірках <i>Т. М. Лашко, О. Г. Васильєва, Л. В. Ковальова, Л. С. Колесниченко, О. М. Пугач.....</i>	113
Аналіз активностей біологічного захисту і конструкційних елементів реактора типу ВВЕР-М <i>Д. Є. Мизніков, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Н. В. Куліч, В. І. Слісенко.....</i>	115
Порівняння різних Монте-Карло кодів при аналізі застосовності наближення гомогенізації для розрахунків активної зони швидких реакторів з газовим теплоносієм <i>І. М. Улич, М. С. Маловиця, С. П. Фомін.....</i>	117
Роботи на реакторі типу ВВЕР-М у передвоєнний та воєнний періоди <i>І. А. Хомич, В. О. Бабенко, В. М. Павлович, В. І. Слісенко, В. В. Тришин, О. П. Волох.....</i>	118

**Радіаційна фізика
та реакторне матеріалознавство**

Фазова поведінка нанокристалічного заліза під дією опромінення за невисоких температур <i>Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян, О. М. Кріт, А. А. Шірінян</i>	119
Спектральні особливості «жовтих» світлодіодів GaAsP <i>М. Р. Вернидуб, Л. А. Кот, П. Г. Литовченко, І. М. Матіюк, В. П. Тартачник</i>	120
Дозові розподіли у великих та малих радіаційних полях, виміряні різними детекторами <i>К. В. Вільчинська, О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко, Р. М. Зелінський</i>	122
Динаміка зв'язаної внутрішньої електронної конверсії <i>О. Я. Дзюблик</i>	124
Моделювання електронної структури політипів нітриду бору <i>В. І. Іващенко, Н. Ю. Павлова, В. І. Шевченко</i>	125
Особливості електрофізичних та оптичних характеристик світлодіодів GaAlAs <i>О. І. Кириленко, Ю. Б. Мирошніченко, Т. І. Мосюк, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i>	127
Вплив енергії електронів на оптичні та люмінесцентні характеристики фториду літію <i>О. М. Поп, І. Г. Мегела, І. Ю. Роман, В. Т. Маслюк, В. І. Роман</i>	129
Оцінка радіаційного окрихчування модельного зварного шва корпусу реактора ВВЕР-1000 з використанням зразків проекту STRUMAT-LTO <i>В. М. Ревка, Л. І. Чирко, Ю. В. Чайковський, О. В. Шапаяк, О. В. Тригубенко</i>	131
Оцінка потужності дози в технічних приміщеннях термоядерного реактора DEMO з використанням Monte Carlo коду Serpent <i>С. В. Середа, С. М. Середа</i>	133
Вплив температури на самодифузію молекул розчину вода - етанол малої концентрації <i>В. І. Слісєнко, О. А. Василькевич</i>	135
Формування радіаційно стійкого стану CdZnTe за допомогою плазмової обробки та пасивації DLC-плівкою <i>О. Б. Смірнов, Р. К. Савкіна, Є. В. Малий, Д. П. Стратілат</i>	137
Електрофізичні характеристики синіх світлодіодів InGaN із квантовими ямами <i>Д. П. Стратілат, Л. А. Кот, О. О. Краснянський, М. Б. Пінковська, В. П. Тартачник</i>	139
Вплив опромінення на електрофізичні та оптичні характеристики світлодіодів, вирощених на основі гомоперехідних структур та структур із квантовими ямами <i>В. П. Тартачник, Д. П. Стратілат</i>	141
Окрихчування високоопроміненого зварного шва корпусу реактора типу ВВЕР-1000 з високим вмістом нікелю і марганцю <i>О. В. Тригубенко, В. М. Ревка, Ю. В. Чайковський</i>	143
Temperature dependence of structure formation of islands of electron-hole liquid in dichalcogenides <i>A. A. Chernyuk, V. I. Sugakov</i>	145

**Фізика плазми
та керований термоядерний синтез**

Високоградієнтне кільватерне прискорювання заряджених частинок у плазмі <i>І. М. Оніщенко</i>	147
Високочастотні поля у замагніченому плазмовому циліндрі, збуджуваному азимутальним ВЧ струмом <i>М. А. Белошенко</i>	148
Wakefield generation in dielectric waveguide with hollow plasma channel <i>K. V. Galaydych, P. I. Markov, G. V. Sotnikov</i>	150
Про особливості впливу кластерів у домішках матеріалу електродів на електропровідність плазми імпульсних електричних розрядів у воді <i>В. В. Гладковський, В. Г. Панченко, П. В. Порицький, О. А. Федорович, Л. М. Свята</i>	152
Тороїдальні альвенові власні моди, що поширюються проти напрямку струму в токамаках <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий</i>	154
Дрейфово-альвенові та дрейфово-звукові коливання у стелараторній плазмі <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий</i>	155
Йонні циклотронні коливання в омічних розрядах токамаків <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий, Н. А. Крокер</i>	156

Nonlinear dynamics of the damped ion cyclotron waves driven by the unstable drift wave <i>V. S. Marchenko, S. N. Reznik</i>	157
Числовий аналіз біфуркацій у трихвильовій дисипативній системі зв'язаних мод <i>С. М. Резник</i>	159
Дослідження взаємодії низькоенергетичних протонів з нікелем <i>А. М. Саврасов, О. А. Федорович, О. А. Рокицький, Є. Г. Костін, В. І. Чурюмов, В. О. Петряков</i>	161
Структури у фазовому просторі швидких йонів при взаємодії цих йонів зі швидкими магнітозвуковими модами <i>М. Г. Тищенко, Ю. В. Яковенко</i>	163
Закрут альвенівських власних мод при просторовому каналюванні <i>Ю. В. Яковенко, Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий, В. В. Гайдбринк</i>	165

Радіоекологія та радіобіологія

Моделювання активності радіонуклідів у гелофітів при гіпотетичному забрудненні рибогосподарських водойм <i>О. М. Волкова, В. В. Беляєв, С. П. Пришляк, В. В. Скиба</i>	167
Радіобіологічні дослідження риб у водоймах чорнобильської зони відчуження <i>Д. І. Гудков, О. С. Потрохов, Н. А. Поморцева, Ю. М. Худіяш, С. І. Кіреєв, Х. Д. Ганжа, О. О. Гупало, О. Є. Каглян, В. В. Беляєв</i>	169
Зміни потужності поглиненої дози внутрішнього опромінення риб у водоймі-охолоджувачі ЧАЕС та озері Азбучин упродовж 2021 - 2024 рр. <i>О. Є. Каглян, Д. І. Гудков, В. В. Беляєв, С. І. Кіреєв, М. О. Меньковська, Л. П. Юрчук</i>	171
Дослідження паладієвих гідрофобних каталізаторів-сорбентів у пасивних системах детритізації газоподібних викидів <i>О. В. Коваленко, О. О. Кряжич</i>	173
Динаміка радіонуклідного забруднення представників іхтіофауни водойми-охолоджувача ЧАЕС упродовж 2013 - 2024 рр. <i>М. О. Меньковська, О. Є. Каглян, В. В. Беляєв, Д. І. Гудков</i>	175
Бета-спектрометр на базі кремнієвого детектора для визначення ⁹⁰Sr <i>Г. Прокопюк, О. Жуков, І. Малюк, М. Стрільчук, В. Тришин</i>	177
Вологість та розподіл активності радіонуклідів у лісовій підстилці як фактори, що визначають емісію радіонуклідів в атмосферу під час лісових пожеж <i>В. П. Процак, Г. В. Лаптев, Г. А. Деркач, Н. М. Прокопчук, Т. В. Гінчук, І. М. Малоштан</i>	179
Аналіз динаміки показників комплексного радіаційного моніторингу в зоні впливу дослідницького ядерного реактора типу ВВР-М Інституту ядерних досліджень НАН України в 2021 - 2024 рр. <i>О. В. Сваричевська, І. О. Павленко, І. А. Малюк, О. В. Святун, С. В. Телецька</i>	181
Порівняльне дослідження безпосереднього та відтермінованого низькоінтенсивного хронічного опромінення на реалізацію радіоапартації <i>Cladosporium Cladosporioides</i> <i>Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський, Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук</i>	183
Зміни анатомо-морфологічних та репродуктивних показників очерету звичайного <i>Phragmites Australis</i> у водоймах чорнобильської зони відчуження <i>Н. Л. Шевцова, В. В. Беляєв, С. П. Пришляк, Д. І. Гудков</i>	185
Редокс-регуляція функційності протеасоми за дії іонізуючої радіації <i>Т. Р. Андрійчук, Т. В. Коваль, О. С. Костюк, Н. Г. Ракша</i>	187
Combined effects of ionizing radiation and primary succession on populations of mouselike rodents inhabiting former ChNPP cooling pond <i>О. Burdo, N. Riabchenko, A. Lypska, H. Ishiniwa, D. Vyshnevskyi</i>	188
Гематологічні показники мишоподібних гризунів за впливу радіонуклідного забруднення <i>О. Б. Ганжа, В. В. Павловський, Н. К. Родіонова, А. І. Липська</i>	189
Особливості прояву пухлинно-індукованого ефекту свідка в осіб, хворих на гліобластому <i>О. М. Демченко, С. Р. Рушковський, О. В. Земскова, Д. А. Курінний</i>	190
Аналіз динаміки ⁹⁰Sr в організмі мишоподібних гризунів для дозиметричних розрахунків <i>І. П. Дрозд, В. В. Павловський</i>	191
Цитогенетичні маркери за умов внутрішнього впливу різних типів опромінення <i>В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок</i>	192

Оцінка змін метилювання ДНК у лімфоцитах периферичної крові людини в умовах впливу іонізуючого випромінювання <i>in vitro</i>	
<i>Л. В. Неумержицька, Д. А. Курінний, С. Р. Рушковський</i>	193
Моделювання процесів опромінення мишоподібних гризунів ля дозиметрії	
<i>В. В. Павловський, М. В. Стрільчук</i>	195
Нейрофізіологічний базис ефектів малих доз опромінення	
<i>І. В. Перчук, К. В. Куц, Г. Ю. Крейніс, К. Ю. Антипчук</i>	197
Дослідження дії іонізуючої радіації у сублетальній дозі на кровотворення мишей BALB/C та щурів Wistar	
<i>І. З. Руссу, Н. М. Білько</i>	199
Radiation modification of glucose biological activity in <i>in vitro</i> experiments	
<i>N. I. Svatyuk, S. A. Burmei, V. T. Maslyuk, O. I. Symkanysh</i>	200
Structure and characteristics of the Chernobyl NPP accident survivors reasons of death according to the materials of medical expertise for the causal relationship of diseases with the effect of ionizing radiation in the remote postaccidental period (2024)	
<i>V. O. Sushko, O. O. Kolosynska, U. V. Vdovenko, O. V. Apostolova</i>	202
Дослідження персистенції ефекту свідка в лімфоцитах периферичної крові людини	
<i>О. О. Талан, О. В. Шеметун</i>	203
Magnetic resonance imaging sensitivity of paramagnetic dispersed preparations	
<i>Yu. B. Shevchenko, T. M. Malysheva, Yu. V. Yakovenko, V. V. Tryshyn</i>	204
Авторський показник	206

COLLISIONLESS DAMPING OF ISOSCALAR GIANT RESONANCES
IN HEAVY NUCLEI

V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska

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

The collisionless damping of collective excitations in finite Fermi systems has the same origin as the collisionless Landau damping for zero sound in an infinite Fermi system, and can also be produced by the interaction of nucleons with the dynamic nuclear surface (the one-body damping). In a self-consistent model, it can be expected that there is a coupling between these damping mechanisms. In this paper, the nature of the collisionless damping of isoscalar giant resonances in heavy nuclei is studied by using a kinetic model based on the linearized Vlasov equation for finite Fermi systems with a free-moving surface [1]. This model includes the Landau damping mechanism as well as the one-body one. Indeed, the study of the surface response of a semi-infinite Fermi system in the same kinetic model revealed a damped surface mode whose friction coefficient is described by the wall formula [2]. Therefore, we can assume that the damping effects due to one-body friction are also present in the model for a finite Fermi system. We consider the collisionless damping of the giant quadrupole and high-energy octupole resonances, which are observed in heavy nuclei.

In our model, the isoscalar multipole strength function $S_L(E)$ that determines collective excitations in nuclei can be written in the form

$$S_L(E) = S_{stat}^L(E) + S_{surf}^L(E), \quad (1)$$

where $E = \hbar\omega$ is the excitation energy. The strength function of the system with a fixed (static) surface $S_{stat}^L(E)$ is given by

$$S_{stat}^L(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{R_L^0(E)}{1 - \kappa_L R_L^0(E)}. \quad (2)$$

Here the zero-order response function $R_L^0(E)$ gives the strength distribution over multipole single-particle modes, which form a continuum from zero to infinity for multipolarity $L > 1$. The parameter κ_L determines the strength of the isoscalar residual interaction between nucleons of multipolarity L , which has a separable form

$$v_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \kappa_L \sum_M r^L r'^L Y_{LM}(\vartheta, \varphi) Y_{LM}^*(\vartheta', \varphi'), \quad (3)$$

where $\mathbf{r} = (r, \vartheta, \varphi)$ is the radius-vector of nucleon and $Y_{LM}(\vartheta, \varphi)$ are the spherical harmonics. It can be seen in Figs. 1, *a, b, c* that the giant quadrupole resonance is formed in a Fermi system with a fixed surface due to the residual interaction between nucleons.

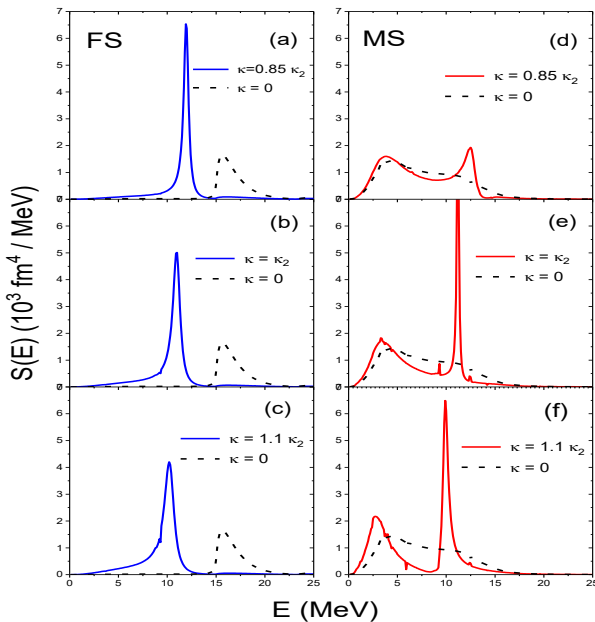


Fig. 1. Isoscalar quadrupole strength functions in fixed- and moving-surface models. In Figs. 1, *a, b, c* the solid curves show the fixed-surface strength functions for different values of the strength parameter κ , while the dashed curves are for $\kappa = 0$. In Figs. 1, *d, e, f* the solid curves show the moving-surface strength functions for different values of the strength parameter κ , while the dashed curves are for $\kappa = 0$. The strength parameters κ are chosen as $\kappa = 0.85\kappa_2$ in Figs. 1, *a, d* $\kappa = \kappa_2$ in Figs. 1, *b, e* and $\kappa = 1.1\kappa_2$ in Figs. 1, *c, f*, where $\kappa_2 = -1 \cdot 10^{-3} \text{ MeV/fm}^4$. The system contains $A = 208$ nucleons.

In the fixed-surface model, the resonance width, which is produced by the Landau damping mechanism, is sensitive to the strength parameter κ . The high-energy octupole resonance shows similar properties. The function $S_{surf}^L(E)$ describes the effect of moving surface on isoscalar resonances, which also includes damping effects created by the one-body damping mechanism. The main effect is a change in the width of the giant quadrupole resonance and the high-energy octupole resonance, compare the solid curves in Figs. 1, *d*, *e*, and *f* with the solid curves in Figs. 1, *a*, *b*, and *c*. The width of the giant quadrupole and high-energy octupole resonances of a finite Fermi system are reduced in the moving-surface model when both the Landau and one-body damping mechanisms are included, compare the solid curves with the dashed ones in Fig 2.

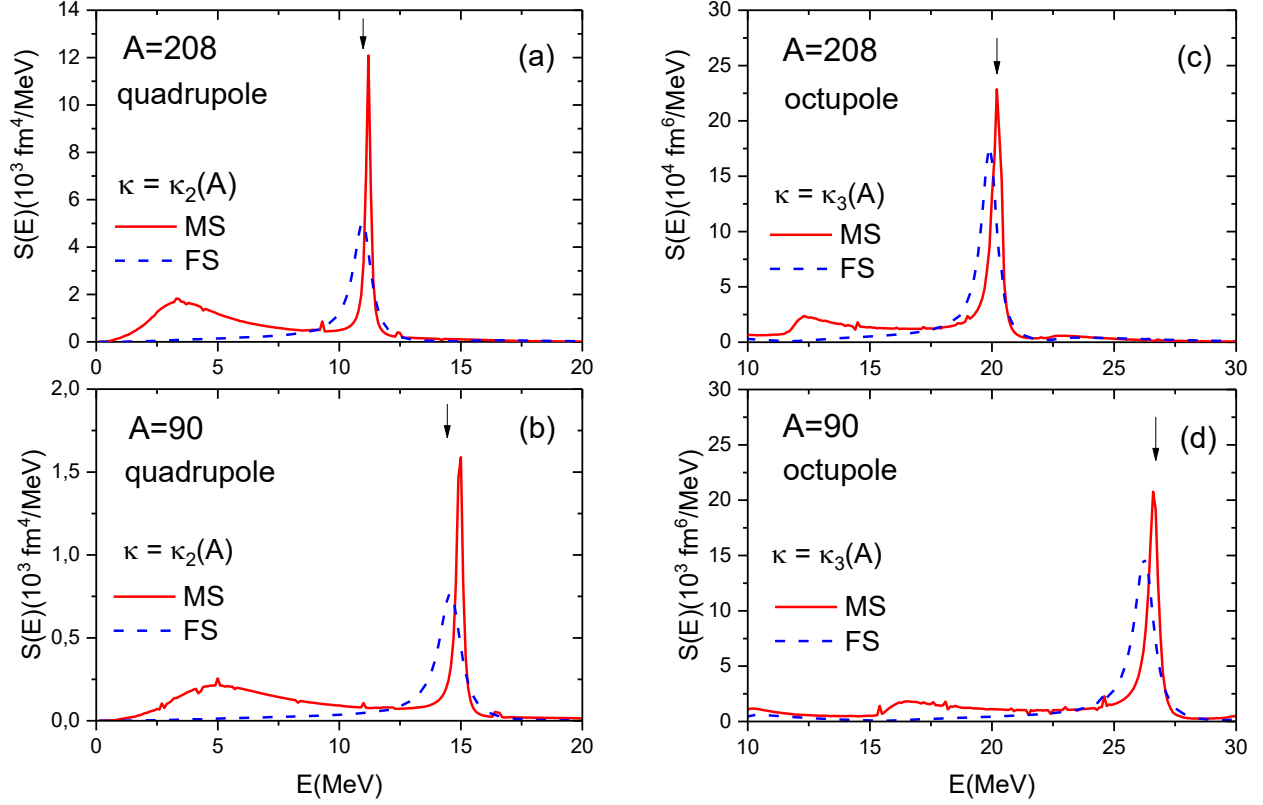


Fig. 2. Isoscalar quadrupole, Figs. 2, *a*, *b*, and octupole, Figs. 2, *c*, *d*, strength functions in moving-surface (solid curves) and fixed-surface (dashed curves) models. The system contains $A = 208$ and $A = 90$ nucleons. The strength parameters κ are chosen as $\kappa_2(208) = -1 \cdot 10^{-3} \text{ MeV/fm}^4$ in Fig. 2, *a*, $\kappa_2(90) = -7 \cdot 10^{-3} \text{ MeV/fm}^4$ in Fig. 2, *b*, for the quadrupole strength functions and $\kappa_3(208) = -2 \cdot 10^{-5} \text{ MeV/fm}^6$ in Fig. 2, *c*, $\kappa_3(90) = -2.5 \cdot 10^{-4} \text{ MeV/fm}^6$ in Fig. 2, *d*, for the octupole ones. The experimental centroid energies of giant quadrupole and high-energy octupole resonances for ^{208}Pb and ^{90}Zr are indicated by arrows.

In this paper, it is shown that an interplay between the Landau damping and the one-body one leads to a noticeable decrease in the width of the giant quadrupole and high-energy octupole isoscalar resonances in heavy nuclei. The found collisionless damping of the giant quadrupole and high-energy octupole resonances is too weak to describe the observed widths of these isoscalar resonances in heavy nuclei. It is necessary to involve other sources of damping, in particular the collisional damping mechanism, which can be consistently included in the present kinetic model.

1. V.I. Abrosimov, A. Dellafiore, F. Matera. Phys. Part. Nucl. 36 (2005) 699.
2. V.I. Abrosimov, J. Randrup. Nucl. Phys. A 489 (1988) 412.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ЧАСТИНОК З ЯДРАМИ У ДРУГОМУ БОРНОВОМУ НАБЛИЖЕННІ

Ю. А. Бережній¹, В. О. Золотарьов², В. П. Михайлюк³

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

² НЦ Харківський фізико-технічний інститут, Харків, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

На основі другого Борнового наближення (БН) розроблено підхід, що дає змогу вивчати процеси взаємодії частинок з ядрами в області проміжних енергій. На відміну від підходу, представленому в наших попередніх роботах, де аналітичні вирази для розрахунків поляризаційних спостережуваних пружного розсіювання протонів ядрами було отримано з використанням розкладу потенціалу взаємодії за малими доданками [1, 2], в даному підході розклад потенціалу взаємодії за малими доданками не використовувався [3, 4].

При отриманні аналітичних виразів для амплітуд пружного розсіювання протонів ядрами використовувалося друге БН з потенціалом у формі Вудса - Саксона, а також з потенціалом взаємодії для ядра з різкою границею поглинання, який коригувався для врахування розмиття ядерної поверхні.

Використання другого БН зумовлено тим, що у першому БН амплітуда розсіювання для Ермітового потенціалу є дійсною величиною, що несумісне з оптичною теоремою. Іншими словами, у цьому випадку область, у якій дійсний Ермітовий потенціал суттєво відрізняється від нуля, діє як джерело частинок. Крім того, у першому БН поляризація частинок для комплексного потенціалу знакопостійна, що суперечить існуючим експериментальним даним, а для Ермітового потенціалу поляризація частинок зі спином 1/2 при їхньому розсіянні мішенню з нульовим спіном, дорівнює нулю [1]. Дані недоліки у другому БН усуваються.

Виконано порівняння теоретичних розрахунків з наявними експериментальними даними [5] для диференціальних перерізів та поляризаційних характеристик розсіювання протонів ядрами ⁴⁰Са при енергії 200 МеВ.

Показано, що в обох використаних підходах результати виконаних розрахунків доволі добре узгоджуються між собою та з наявними експериментальними даними.

1. Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailiuk. Chinese Phys. C2 (2017) 024102.
2. A.V. Babak, Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailiuk. Ukr. J. Phys. 65 (2020) 369.
3. Ю.А. Бережній, В.О. Золотарьов, В.П. Михайлюк. Ядерна фізика та енергетика 26(2) (2025) 130.
4. Ю.А. Бережній, В.О. Золотарьов, В.П. Михайлюк. Ядерна фізика та енергетика, прийнято до друку (2025).
5. H. Seifert et al. Phys. Rev. C47 (1993) 1615.

ALPHA-CLUSTER STRUCTURE OF LIGHT NUCLEI ^{14}C , ^{14}N , AND ^{14}O

B. E. Grinyuk, D. V. Piatnytskyi, V. S. Vasilevsky

Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

A method is developed to solve the quantum few-body problem for the bound states [1 - 3]. In the framework of the variational method in the Gaussian representation, the structure characteristics of light nuclei ^{14}C , ^{14}N , and ^{14}O are studied within the five-cluster model (three α -clusters plus two extra nucleons). Specific properties of the charge density distributions, form factors, pair correlation functions, and the momentum distributions of these nuclei are analyzed. Within a similar approach, form factors and density distributions of ^{12}C , ^{16}O , and ^{20}Ne nuclei are calculated in the framework of the α -cluster model.

1. B.E. Grinyuk, D.V. Piatnytskyi. [Ukr. J. Phys. 61 \(8\) \(2016\) 674.](#)
2. B.E. Grinyuk, D.V. Piatnytskyi. [Ukr. J. Phys. 62 \(10\) \(2017\) 835.](#)
3. B.E. Grinyuk, D.V. Piatnytskyi, V.S. Vasilevsky. [Nucl. Phys. A 1030 \(2023\) 122588.](#)

ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ, ОТРИМАНІ НА ОСНОВІ ПОТЕНЦІАЛУ МОДИФІКОВАНОГО МЕТОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ З УРАХУВАННЯМ КОРУ ДЛЯ РЕАКЦІЙ $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ ТА $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$

О. І. Давидовська, В. О. Нестеров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вивчення особливостей взаємодії атомних ядер є одним з основних завдань ядерної фізики. Для вирішення такої задачі необхідно знати потенціальну енергію ядерної взаємодії, за допомогою якої можна розрахувати перерізи різноманітних ядерних реакцій. У цій роботі для побудови потенціалу ядерно-ядерної взаємодії використано напівмікроскопічний підхід – модифікований метод Томаса - Фермі [1, 2] із силами Скірма, залежними від густини, з параметризацією SkP. При цьому у напівкласичному розкладі кінетичної енергії за ступенями $\hbar$ ми враховуємо всі можливі доданки до $\hbar^2$. У рамках даного підходу було розраховано густини розподілу нуклонів та потенціали ядерно-ядерної взаємодії для реакцій $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ та $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$.

Варто зауважити, що в межах модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма ядерно-ядерний потенціал на малих між'ядерних відстанях, за умов значного перекриття густин, характеризується відштовхувальним кором, що пов'язаний з високою нестискуваністю ядерної матерії. Аналогічне відштовхування потенціалу на малих відстанях між ядрами існує, наприклад, в потенціалі Проксіміті. Однак, ядерно-ядерні потенціали з відштовхувальним кором дуже рідко використовуються для опису характеристик розсіяння ядер. Тому дослідження пружного розсіяння важких ядер у модифікованому підході Томаса - Фермі із силами Скірма з урахуванням кора є важливою і актуальною задачею.

Для зручності ми намагалися представити потенціал ядерно-ядерної взаємодії в аналітичній формі. Було знайдено вдалу параметризацію (1), що добре описує величину розрахованого нами потенціалу

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

де V_0 , R_0 , d_0 , V_c , C та a – параметри підгонки.

На рис. 1, як приклад, показано ядерну частину потенціалу взаємодії для системи $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, одержану в модифікованому наближенні Томаса-Фермі, та її апроксимацію за допомогою запропонованого аналітичного потенціалу. Як бачимо, якість такої апроксимації дуже висока, в масштабах графіка відхилення практично непомітні.

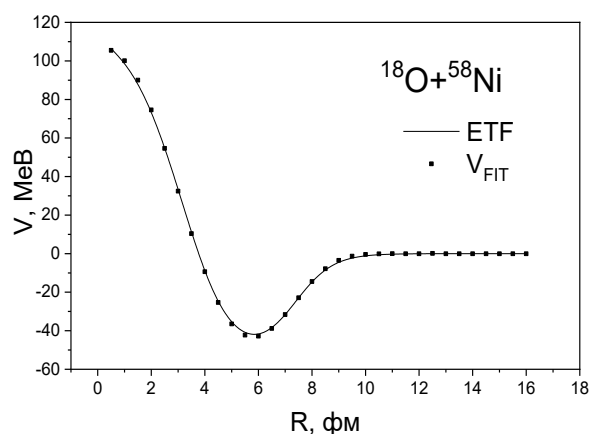


Рис. 1. Ядерна частина потенціалу взаємодії для системи $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, одержана у модифікованому наближенні Томаса - Фермі (ETF), а також її апроксимація аналітичним потенціалом (V_{FIT}).

Було розглянуто реакції пружного розсіяння для систем $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ за енергії пучка $E_{lab} = 35,1, 46$ та 63 MeV та $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ за енергії пучка $E_{lab} = 34,5$ та 63 MeV. Для розрахунку перерізів пружного розсіяння для цих реакцій використовувався отриманий нами у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі вираз потенціалу ядерно-ядерної взаємодії. Також до дійсної частини потенціалу було додано уявну частину (2), яка має такий вигляд:

$$W(R) = -\frac{W_W}{1 + \exp\left[\frac{R - r_W(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_W}\right]} - \frac{W_S \exp\left[\frac{R - r_S(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_S}\right]}{d_S \{1 + \exp\left[\frac{R - r_S(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_S}\right]\}^2}, \quad (2)$$

де W_W , r_W , d_W , W_S , r_S , d_S – це сила, радіус та дифузність об'ємної (W) та поверхневої (S) частин уявного ядерного потенціалу. Такий вигляд уявної частини потенціалу широко використовується при описі різноманітних ядерних реакцій.

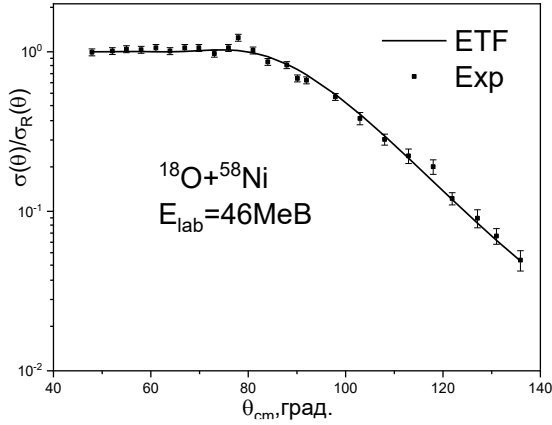


Рис. 2. Поперечний переріз пружного розсіювання для системи $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ за енергії пучка $E_{lab} = 46$ MeV, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини, а також експериментальні дані (exp) [4].

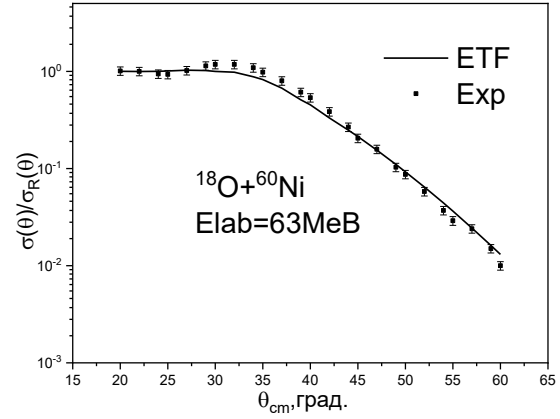


Рис. 3. Поперечний переріз пружного розсіювання для системи $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ за енергії пучка $E_{lab} = 63$ MeV, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини, а також експериментальні дані (exp) [5].

На рис. 2 і 3, як приклад, показано знайдені нами перерізи пружного розсіювання для систем $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ за енергії пучка $E_{lab} = 46$ MeV та $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ за енергії пучка $E_{lab} = 63$ MeV. Як видно з рисунків, знайдені нами перерізи добре узгоджуються з наявними експериментальними даними. Гарне узгодження з експериментальними даними отримано і для інших енергій пучка [3 - 5].

1. M. Brack, C. Guet, H.B. Hakanson. Phys. Rep. 123 (1985) 275.
2. О.І. Давидовська, В.О. Нестеров. УФЖ 70(4) (2025) 228.
3. E.S. Rossi Jr. et al. Nucl. Phys. A 707 (2002) 325.
4. J.J. S.Alves et al. Nucl. Phys. A 748 (2005) 59.
5. K.E. Rehm et al. Phys. Rev. C 12 (1975) 1945.

PRODUCTION OF COMPOUND NUCLEI IN HEAVY-ION COLLISIONS AND SUPER-HEAVY NUCLEI IN HOT-FUSION REACTIONS

V. Yu. Denisov^{1,2}

¹ *National Institute of Nuclear Physics, National Laboratories of Legnaro, Legnaro, Italy*

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

The statistical model for the calculation of the compound nucleus formation cross section and the probability of compound nucleus formation in heavy-ion collisions is discussed in detail [1]. Light, heavy, and superheavy nucleus-nucleus systems are considered in this model in the framework of one approach. In this model, the compound nucleus is formed in heavy-ion collisions during two consecutive steps.

The first step of the model is related to overcoming the capture barrier, which is formed by the nuclear, Coulomb, and centrifugal interactions of two separated incident nuclei. The capture barrier is associated with colliding nuclei that are in the ground state or have a shape slightly different from that of the ground state due to the fast passing of the capture barrier at high collision energies. After the barrier passes, the incident nuclei go to the capture well. The collision energy is quickly transferred into the intrinsic energy of the stuck-together nuclei due to the strong dissipative forces, which take place at the overlap of the densities of interacting nuclei. The relaxation time of the dissipation of radial kinetic energy is small. Therefore, the kinetic energy is quickly transferred to the intrinsic energy of both nuclei, and the temperatures of the nuclear matter in the contacting nuclei are quickly uniform and equal at the end of the first step. So, the system of stuck-together nuclei with zero radial velocity is formed in the capture well. The zero or close-to-zero radial velocity leads to the dissipation of various memory effects on the future dynamics of the system.

The second step of the model is linked to the evolution of the system of stuck-together nuclei in the capture well. The nuclear matter of the system in the capture well has a uniform temperature and zero velocity. The stuck-together system in the capture well may be considered as a quasistationary state located in the well between barriers of different natures. Therefore, the further evolution of the system is related to the competition induced by the penetration through the different barriers.

The capture well is limited by a compound nucleus formation barrier B_{cnf} , in the case of smaller distances between nuclei. The compound nucleus formation barrier B_{cnf} appears during the smooth shape evolution from the stuck-together incident nuclei to the spherical or near-spherical compound nucleus. The compound nucleus is formed when the system has passed B_{cnf} .

The capture well is confined by other barriers in the case of larger distances between nuclei, i.e., on the way from the stuck-together nuclei to the well-separated deformed nuclei. These barriers are formed by the nuclear, Coulomb, and centrifugal interactions of two separated nuclei as well as the contributions of the surface deformation energies of both nuclei. The quasielastic barrier B_{qe} is related to the evolution of the stuck-together nuclei into the same nuclei as the incident ones, but deformed, after separation.

The penetration through the different barriers can be considered statistically using the Bohr-Wheeler transition state approximation, which was proposed for the calculation of the width of passing through the fission barrier. As a result, the evolution of the system in the model is linked to the ratio of the widths related to the penetration of the corresponding barriers.

It is shown that the compound nucleus is formed in competition between passing through the compound-nucleus formation barrier and the quasielastic barrier. It is shown that the compound nucleus formation cross-section is suppressed when the quasielastic barrier is lower than the compound nucleus formation barrier. The critical value of angular momentum, which limits the compound nucleus formation cross-section values for light and medium-mass ion-ion systems at above-barrier collision energies, is discussed in the model. The suppression of the compound nucleus formation cross-section, even at small partial waves for very heavy ion-ion systems, is obtained in the model.

The values of the capture and compound nucleus formation cross-sections calculated for various light, heavy, and superheavy nucleus-nucleus systems as well as the probability of the compound nucleus formation for superheavy nuclei agree well with the available experimental data.

A model for hot-fusion reactions leading to the synthesis of superheavy nuclei is discussed [2]. The values of the hot-fusion cross-sections obtained in the model agree with the available experimental data. The hot-fusion cross sections are found for two different models of the fission barrier heights of superheavy nuclei.

The superheavy production cross-sections consist of three steps. The first and second steps are the same as discussed earlier and lead to the compound-nucleus formation. The third step links to the survival probability of the compound nucleus related to the evaporation of x neutrons in competition with fission.

The available experimental data for the superheavy nuclei production cross section are well described in the model. The calculations of the cross sections for the various hot-fusion reactions leading to the 119 and 120 elements are presented.

Simple expressions useful for qualitative analysis of the cross-section for forming superheavy nuclei are obtained. It is shown that the superheavy nuclei production cross section is proportional to the transmission coefficient of the capture barrier, realization probability of the xn -evaporation channel, and exponentially depends on the quasielastic barrier, fusion reaction Q value, compound nucleus formation barrier, neutron separation energies, and fission barrier heights.

1. V.Yu. Denisov. Phys. Rev. C 109 (2024) 014607.
2. V.Yu. Denisov. Phys. Rev. C 109 (2024) 044618.

EMPIRICAL RELATIONS FOR α -DECAY HALF-LIVES: THE EFFECT OF DEFORMATION OF DAUGHTER NUCLEI

V. Yu. Denisov^{1,2}

¹ *National Institute of Nuclear Physics, National Laboratories of Legnaro, Legnaro, Italy*

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

Alpha-decay plays an important role in nuclear physics. The first empirical expression for α -decay half-lives was proposed in 1911 by Geiger and Nuttall as a relation between the decay constant and the range of α -particles in air [1, 2]. In its modern form, the Geiger - Nuttall law is

$$T_{1/2} = a Z/Q^{1/2} - b. \quad (1)$$

Here $T_{1/2}$ is the half-life in seconds, Z is the number of protons in the parent nucleus, Q is the α -decay Q value in MeV, and a and b are coefficients, which are found by fitting the experimental data. The experimental values for α -decay half-lives can be taken from Ref. [1]. The Q value for the α -transition between the ground states is calculated using the masses of atomic nuclei [2].

Since 1911, many various extensions of Geiger and Nuttall's expression for the α -decay half-lives have been proposed by various authors. Geiger and Nuttall's expression contains two fitting parameters because it is dedicated to the full set of nuclei. Later, the formula with two general parameters and one parameter, which has different values for even-even (even Z –even N , where N is the number of neutrons in the nucleus), even-odd, odd-even, and odd-odd nuclei, was proposed [3]. The number of fitting parameters in this formula was 5 because three additional parameters are introduced for the even-odd, odd-even, and odd-odd nuclei.

The development of the expressions for the α -decay half-lives is going in two ways. One way is related to using various fitting parameters for different sets of nuclei. For example, the Geiger and Nuttall relationship can correspondingly be used with four different sets of parameters related to even-even, even-odd, odd-even, and odd-odd nuclei. Therefore, the total number of fitting parameters for such relationships is 8. The other way is linked to involving the more advanced and complex expressions containing a larger number of various terms depending on Z , Q , and A , where A is the number of nucleons in the parent nucleus, see in Ref. [4] for details. Often, the two ways are used simultaneously in various combinations.

The influence of the deformations of the daughter nuclei on the half-life of the α -decay is never taken into account in the framework of empirical expressions. Therefore, it is very useful to add to the empirical expression for α -decay half-life the term depended on the deformation of the daughter nucleus. The main goal is the discussion of new empirical expressions for α -decay half-lives with the deformation-dependent term.

Besides this, the empirical expression for α -decay half-life related to the transitions from the ground state to the lowest $2+$ state of even-even nuclei is also discussed. The empirical expression for the transition from the ground state to the lowest $2+$ state of an even-even nucleus is linked to the empirical expression for transitions between the ground states because the structure of the nucleus in $2+$ and ground states is practically identical from the viewpoint of α -transition. The difference between these transitions is related to the different energies and angular momentum of the α -transitions only.

The first empirical relation used in this paper is

$$T_{1/2} = a Z/Q^{1/2} - b - c (A - 4)^{1/6} Z^{1/2} - d A^{1/6} (l(l + 1))^{1/2} / Q - e (k \beta)^{1/2} Z/Q^{1/2}. \quad (2)$$

The first two terms in this expression are the ones used in the Geiger and Nuttall expression [see Eq. (1)].

The third term in Eq. (2) is the additional term to the Geiger and Nuttall expression, which was used in the empirical expression in Ref. [5]. Note that the third term improves the description of α -decay half-lives.

The fourth term in Eq. (2) was introduced in Ref. [5] for describing the transitions between the ground states with different spin-parity characteristics. $\ell = \ell_{min}$ is the minimal value of angular momentum for the α -transition. This term of Eq. (2) strongly improves the description of α -decay half-lives in odd- A and odd-odd nuclei with various spin-parity characteristics of parent and daughter nuclei. Note that the term with the parity introduced in Ref. [5] is ignored in Eq. (2) for the sake of the reduction of the number of fitting parameters.

The fifth term in Eq. (2) is related to the reduction of the α -decay half-lives due to the deformation of the daughter nucleus. This is the new term for the empirical relationships for α -decay half-lives, which has never been discussed previously. β is the quadruple deformation parameter of the surface radius of the deformed daughter nucleus $R(\theta) = R_0[1 + \beta Y_{20}(\theta)]$, where R_0 is the radius of the spherical nucleus, and $Y_{20}(\theta)$ is the spherical harmonic function. $k = 2$ for the prolate nucleus and $k = -1$ for the oblate nucleus. The values of β can be taken from Refs. [6 - 8]. Note that the values β presented in these references are slightly different. Therefore, the values of coefficients a , b , c , d , and e are different for different sets of deformation parameters.

The new type of empirical relation for the α -decay half-lives introduced in this paper is

$$T_{1/2} = a Z/Q^{1/2} - b (AQ^{1/2}/Z)^{1/6} - c A^{1/6} Z^{1/2} - d A^{1/6} (l(l+1))^{1/2}/Q - e (k\beta)^{1/2} Z/Q^{1/2}. \quad (3)$$

The difference between Eqs. (2) and (4) is related to the different second terms of these equations. The number of fitting parameters is the same for both equations.

The values of parameters a , b , c , d , and e for Eqs. (2) and (3) can be found in [4].

So, the new term, depending on the value of the quadrupole deformation of the daughter nucleus is added to the empirical relationship for the α -decay half-lives in Ref. [4]. The addition of this term led to the reduction of the rms error of the decimal logarithm of α -decay half-lives by up to 23 %. This effect is especially important for even-even nuclei because the α -decay half-lives as well as the spin-parity characteristics of the parent and daughter nuclei are known with very high precision. As a result, it is possible to fit data for these nuclei with high accuracy using empirical relationships.

The different sets of deformation parameters lead to different values of the rms error of the decimal logarithm of α -decay half-lives as well as to the parameter values of the empirical relations. This is because the values of the quadrupole deformation parameter obtained in various theoretical approaches are very different. Further improved studies of the quadrupole deformation parameter values are strongly needed to increase the description accuracy of the α -decay half-lives.

The new empirical expression [see Eq. (3)] for the calculation of the α -decay half-lives is presented. It is shown that this expression gives high precision in the description of the experimental data.

The expression for the decimal logarithm of α -decay half-lives of the even-even nuclei describing simultaneously the transitions from the ground to the ground and the lowest 2^+ excited states is obtained.

1. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>
2. F.G. Kondev et al. Chin. Phys. C 45 (2021) 030001.
3. V.E. Viola, G.T. Seaborg, J. Inorg. Nucl. Chem. 28 (1966) 741.
4. V.Yu. Denisov. Phys. Rev. C 110 (2024) 014605.
5. V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko. Phys. Rev. C 79 (2009) 054614.
6. P. Möller et al. At. Data Nucl. Data Tables 109-110 (2016) 1.
7. N. Wang et al. Phys. Lett. B 734 (2014) 215.
8. S. Goriely, N. Chamel, J. M. Pearson. Phys. Rev. C 88 (2013) 061302.

ВЛАСТИВОСТІ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ РЕЗОНАНСНИХ СТАНІВ У ЯДРІ ${}^8\text{Be}$

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

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

Досліджено природу та структуру високоенергетичних резонансних станів у ${}^8\text{Be}$, розташованих поблизу порогу $p + {}^7\text{Li}$. Для вивчення формування цих резонансів використовується мікроскопічна багатокластерна та багатоканальна модель [1, 2]. Предметом нашого вивчення є структура та домінантні канали розпаду подвійних резонансних станів (резонансів-близнюків) з позитивною парністю ($1^+, 2^+, 3^+$ та 4^+).

Оскільки основна увага приділяється аналізу збуджених станів поблизу порогу розпаду ${}^7\text{Li} + p$ ядра ${}^8\text{Be}$, важливо розглянути всі трикластерні конфігурації, які можуть генерувати найважливіші бінарні канали в цьому діапазоні енергій. Для цього ми використовуємо два окремі модельні простори, кожен з яких розроблений для врахування певного набору трикластерних конфігурацій та відповідних бінарних каналів. Перший модельний простір складається з трьох трикластерних конфігурацій:

$${}^4\text{He} + {}^3\text{H} + p, {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + n, {}^4\text{He} + d + d,$$

які дозволяють нам врахувати такі бінарні канали:

$$p + {}^7\text{Li}, {}^3\text{H} + {}^5\text{Li}, n + {}^7\text{Be}, {}^3\text{He} + {}^5\text{He}, d + {}^6\text{Li}, {}^4\text{He} + {}^4\text{He}.$$

Другий модельний простір доповнює перший, включаючи додаткову трикластерну конфігурацію ${}^4\text{He} + {}^2p + {}^2n$, що дає змогу розглянути два додаткові бінарні канали: ${}^2n + {}^6\text{Be}$, ${}^2p + {}^6\text{He}$. Одна зі складових кожного бінарного каналу розглядається явно як двокластерна підсистема. Тому модель забезпечує більш реалістичний опис внутрішньої структури взаємодіючих кластерів, кожен з яких має різні характеристики кластеризації. Більше того, цей підхід дає можливість враховувати поляризацію кластерів, тобто здатність кластерів змінювати свій розмір і форму при наближенні до іншого кластера.

Як нуклон-нуклонну взаємодію ми обрали потенціал Хасегави - Нагати. Вхідні параметри моделі підбрані так, щоб відтворити енергії основного $3/2^-$ та першого збудженого $1/2^-$ станів ${}^7\text{Li}$ та ${}^7\text{Be}$.

Дана модель пояснює, як формуються резонансні стани 2^+ , що лежать нижче порогу $p + {}^7\text{Li}$. Продемонстровано, що ці резонанси є станами Фешбахівського типу, що виникають внаслідок зв'язку відкритого каналу ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ із закритими каналами $p + {}^7\text{Li}$, $n + {}^7\text{Be}$ та $d + {}^6\text{Li}$ при цих енергіях. Загалом, цей підхід забезпечує реалістичний опис експериментально спостережуваного резонансного спектру [3] поблизу порогу розпаду ${}^7\text{Li} + p$, включаючи стани негативної парності 1^- та 2^- . Наші результати узгоджуються з іншими мікроскопічними розрахунками [4 - 6], але пропонують більш детальне розуміння внутрішньої структури та шляхів розпаду цих резонансів.

Ми провели детальний аналіз структури резонансних станів близнюків 1^+ , 2^+ , 3^+ та 4^+ та визначили їхні домінуючі канали розпаду. Продемонстровано, що кластерна поляризація відіграє вирішальну роль у формуванні цих резонансів-близнюків. Показано, що з вибраним нуклон-нуклонним потенціалом неможливо отримати два резонансні стани 2^+ нижче порогу $p + {}^7\text{Li}$ без врахування кластерної поляризації. Без поляризації один з цих резонансів знаходиться трохи нижче порогу $p + {}^7\text{Li}$, тоді як другий – вище нього. Врахування кластерної поляризації значно знижує другий резонансний стан 2^+ , що добре узгоджує обидва резонанси з експериментальними даними.

На противагу цьому, енергії 1^- та 2^- резонансів поблизу порогу розпаду ${}^7\text{Be} + n$ ядра ${}^8\text{Be}$ значною мірою нечутливі до ступеня поляризації бінарних підсистем. 2^- резонанс та найнижчий 1^- стан можуть бути пов'язані з розсіянням нейтронів на основному та першому збудженому станах ${}^7\text{Be}$ відповідно, тоді як другий 1^- резонанс узгоджується з конфігурацією розсіяння ${}^3\text{He}$ на ${}^5\text{He}$.

Вплив резонансних станів на поперечні перерізи та астрофізичні S-фактори реакцій буде досліджено в наступній роботі. Особлива увага буде приділена області низьких енергій у вхідних каналах реакцій, що включають утворення та розпад ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ та ${}^7\text{Be}$.

1. Y.A. Lashko, V.S. Vasilevsky, V.I. Zhaba. Phys. Rev. C 109 (2024) 045803.
2. V.I. Zhaba, Yu.A. Lashko, V.S. Vasilevsky. Many-channel microscopic cluster model of ${}^8\text{Be}$. I. Formation of high-energy resonance states 2025. arXiv:2503.23222 [nucl-th].
3. D.R. Tilley et al. Nucl. Phys. A 745 (2004) 155.
4. P. Descouvemont, D. Baye. Nucl. Phys. A 573 (1994) 28.
5. J.P.L. Fernandez, N. Michel, M. Ploszajczak. EPJ Web of Conf. 311 (2024) 00016.
6. P. Gysbers et al. Phys. Rev. C 110 (2024) 015503.

DUMBBELL SHAPES IN THE SUPER-ASYMMETRIC FISSION OF HEAVY NUCLEI

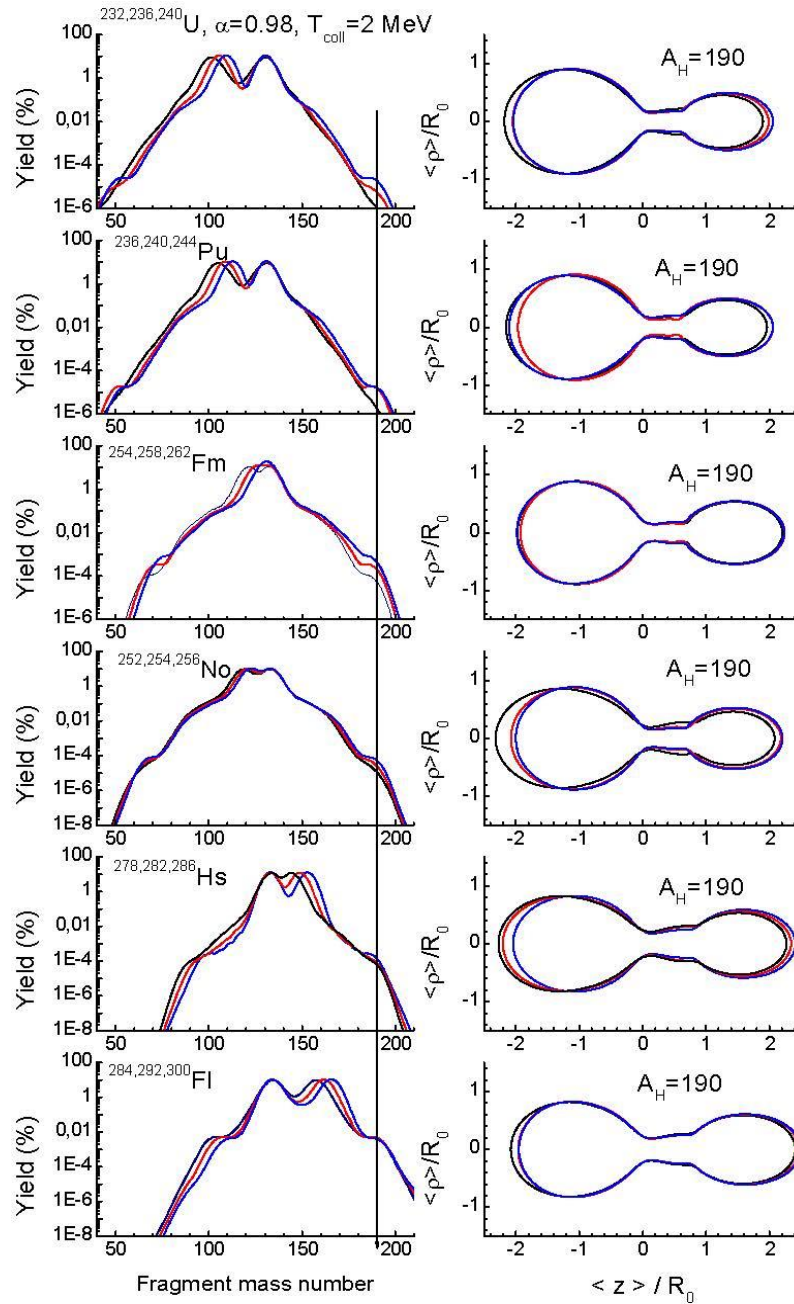
F. A. Ivanyuk¹, N. Carjan²

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

² *National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Magurele-Bucharest, Romania*

An improved scission-point model is used to calculate the fission fragment mass distributions (FFMDs) over a large domain of fragment masses for several fissioning nuclei, see [1]. The isotopes of uranium, plutonium, fermium, nobelium, hassium, and flerovium are studied.

In addition to the standard peak at $A_F = 132$, a pronounced shoulder is found at large mass asymmetries ($A_F = 190$) for all these nuclei (Figure). The probability of this SAF mode relative to the standard mode increases with the charge and the mass of the system from 10^{-6} in U to 10^{-2} in Fl.



Left: The calculated FFMDs for the isotopes of a few nuclei from U to Fl as a function of the fragment mass number. *Right:* The average shapes of fissioning nuclei at the scission point at the super mass-asymmetric maximum of FFMD. The colors, black, red, blue, magenta, navy, change from smaller to larger number of neutrons.

The extra stability of this rare mode is due to a very large shell effect when the heavy fragment has a mass of 190 amu. The corresponding scission shape turns out to be an asymmetric dumbbell with a spherical heavyweight and a deformed lightweight. This association of a peculiar shape with a minimum of potential energy at scission is valid also at the most probable mass division. There, the octupole-deformed, pear-shaped fragments are responsible for the absolute minimum, see [2].

The neck on the heavy fragment side breaks first since it is smaller. The stability against a second neck rupture is investigated by looking at the slope of the multidimensional potential energy at the position of the light fragment. If there is no temperature in the system, the slope drives the fragment towards a compact shape.

Finally, the total kinetic energy distributions corresponding to the most probable and to the super-asymmetric divisions are calculated for ^{256}No for which the super-asymmetric fission is likely to be measured.

1. F.A. Ivanyuk, N. Carjan. Phys. Rev. C 110 (2024) 064616.
2. G. Scamps, C. Simenel. Nature (London) 564 (2018) 382.

MUON PAIR PRODUCTION IN PROTON COLLISIONS AT THE LHC

V. V. Kotlyar^{1,2}

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

² Department of Physics, Lund University, Lund, Sweden

Production of lepton pairs in pp scattering was studied in detail with MadGraph5_aMC@NLO and Pythia 8 in [1]. The hard processes at next-to-leading-order (NLO) with $N_{\text{pNLO}} = 0, 1$, and 2 partons in the final states were merged within FxFx method [2]. The observables calculated at energy $s^{1/2} = 7$ TeV were compared with the results of the ATLAS and CMS measurements at the LHC. Recently new precise data for the integral cross section and differential distributions in the production of massive vector bosons have been obtained by ATLAS [3], CMS [4], and LHCb [5] at $s^{1/2} = 13$ TeV.

The calculations in the present report are carried out under conditions of experiments [3 - 5], employing MadGraph [6, 7] and Pythia [8, 9] with matching and merging within MLM [10] and FxFx [2, 11] approaches. The partonic processes generated by MadGraph contain contributions with $N_{\text{pNLO}} = 0, 1, 2$, and 3. The integral cross sections in the central (ATLAS and CMS) and forward (LHCb) rapidity regions as functions of Q_{cut} and the fudge parameter are shown in Fig. 1 with Q_{cut} being the transverse momentum scale in matching and merging. The fudge parameter modifies the maximum shower evolution scale. This parameter is tuned to provide smooth transverse momentum distributions of the jets and the differential jet rates. The cross-sections in Figs. 1 - 4 are computed for $N_{\text{jet max}} = 3$ matched jets.

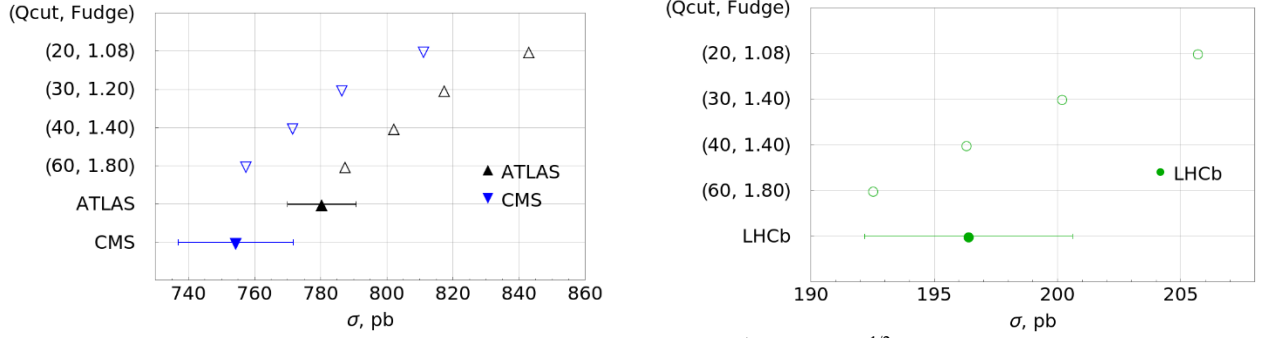


Fig. 1. The integral cross section of $p + p \rightarrow l^+ l^- + X$ at $s^{1/2} = 13$ TeV. The ATLAS, CMS, and LHCb data are taken from [3 - 5], respectively.

Figs. 1 - 2 demonstrate that the computed cross sections differ from the data within $(-2\%, +8\%)$ for Q_{cut} scale varying in relatively wide interval 20 - 60 GeV/c. The magnitude of these differences could be compared with the uncertainties of the integral cross sections $\delta\sigma_{\text{int}}$ due to variations of the factorization and renormalization scales. Computation with MadGraph over the scale factor envelope $(1/2, 2)$ yields $\delta\sigma_{\text{int}} = (+8.0\%, -15.1\%)$. Thus, the cross-section for the considered Q_{cut} scale values appears to be rather stable.

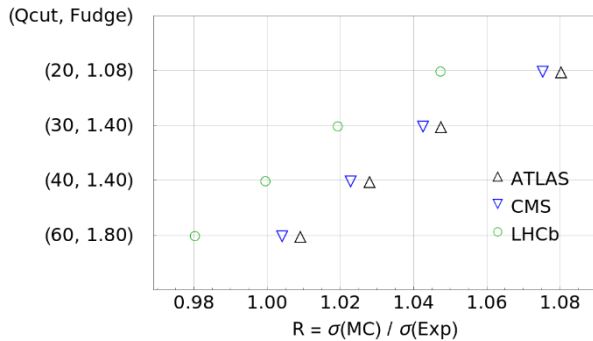


Fig. 2. Ratios of the calculated integral cross-sections to the data.

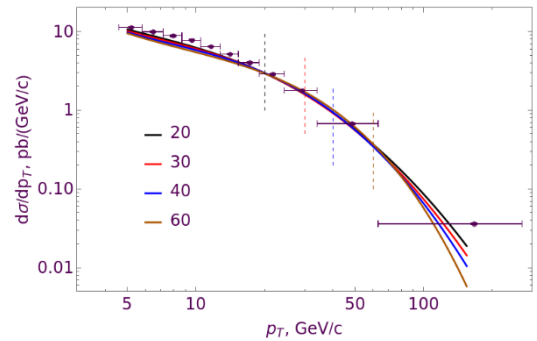


Fig. 3. The Z/γ^* transverse momentum spectra. The data are from [5].

As seen from Fig. 3, differences between the calculated differential cross section and the LHCb data are reduced for $p_T \sim 20 - 60$ GeV/c. In this Figure, p_T values corresponding to $Q_{\text{cut}} = 20, 30, 40$, and 60 GeV/c are shown by the vertical lines. For small $p_T < 30$ GeV/c soft QCD mechanisms [12], not included in the simulations, are essential.

The differential cross section, as expected, turns out to be more sensitive to the Q_{cut} scale values than the integral one. The differential cross section decreases rapidly with the growth of Q_{cut} , as illustrated in Figs. 3 and 4. For p_T that are much greater than Q_{cut} this dependence will be suppressed. The scale Q_{cut} restricts the area in which the cross-section is determined by the contributions from matrix elements of hard partonic processes. The cross-sections in Figs. 4 and 5 are obtained without any cuts imposed on the vector boson rapidity.

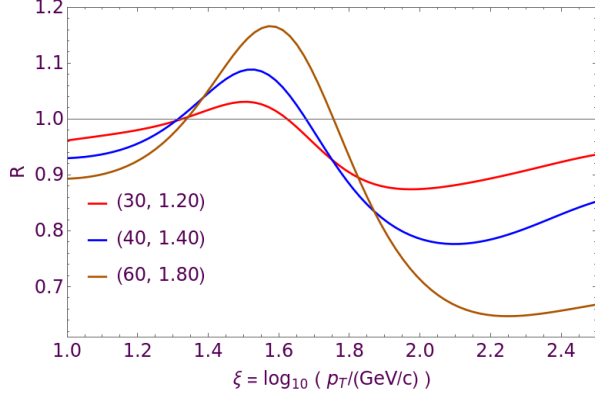


Fig. 4. Ratio of the Z/γ^* differential cross-sections $R = (d\sigma(Q_{\text{cut}})/d\xi)/(d\sigma(Q_{\text{cut}} = 20 \text{ GeV}/c)/d\xi)$ for $N_{\text{jetMax}} = 3$.

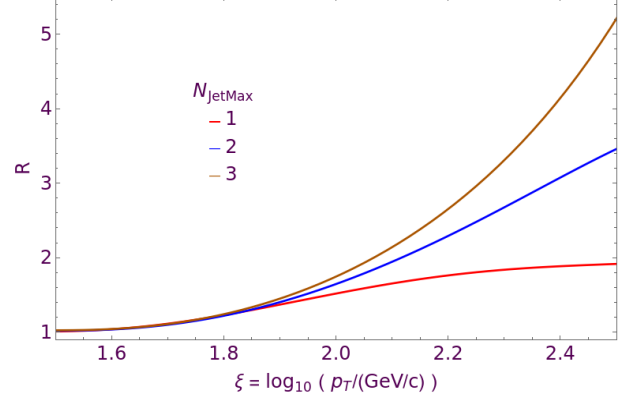


Fig. 5. Ratio of the Z/γ^* differential cross-sections $R = (d\sigma(N_{\text{jetMax}})/d\xi)/(d\sigma(N_{\text{jetMax}} = 0)/d\xi)$ for $Q_{\text{cut}} = 40 \text{ GeV}/c$.

The processes with $N_{\text{pNLO}} = 1, 2$, and 3 increase substantially the differential cross section for $p_T > Q_{\text{cut}}$ as is visible from Fig. 5. The values of N_{jetMax} and N_{pNLO} cohere one with the other. In this Figure, the cross-sections are obtained for $Q_{\text{cut}} = 40 \text{ GeV}/c$. For a smaller Q_{cut} scale the increase of the cross section is bigger, and for $Q_{\text{cut}} = 20 \text{ GeV}/c$ the ratio R reaches ~ 10 for $N_{\text{jetMax}} = 3$.

Fig. 5 gives also the cue that convergence of perturbative QCD needs to be explored for $p_T > 100 \text{ GeV}/c$.

- 1 R. Frederix et al. J. High Energy Phys. 02 (2016) 131.
- 2 R. Frederix, S. Frixione. J. High Energy Phys. 12 (2012) 061.
- 3 ATLAS Collaboration. Eur. Phys. J. C 84 (2024) 1126.
- 4 CMS Collaboration. J. High Energy Phys. 04 (2025) 162.
- 5 LHCb Collaboration. J. High Energy Phys. 07 (2022) 026.
- 6 J. Alwall et al. J. High Energy Phys. 07 (2014) 079.
- 7 O. Mattelaer, K. Ostrolenk. Eur. Phys. J. C 81 (2021) 435.
- 8 T. Sjöstrand. Comput. Phys. Commun. 246 (2020) 106910.
- 9 C. Bierlich et al. SciPost Phys. Codebases. 8 (2022) 1.
- 10 M.L. Mangano, et al. J. High Energy Phys. 01 (2007) 013.
- 11 R. Frederix, I. Tsinikos. J. High Energy Phys. 11 (2021) 029.
- 12 S. Camarda, L. Cieri, G. Ferrera. Phys. Lett. B 845 (2023) 138125.

ВРАХУВАННЯ ПОЗДОВЖНЬОЇ КОМПОНЕНТИ ПЕРЕДАНОГО ІМПУЛЬСУ ТА ІНШИХ КІНЕМАТИЧНИХ ФАКТОРІВ У $C(d, p)X$

Я. Д. Кривенко-Еметов^{1,2}, Б. І. Сидоренко¹

¹ Національний технічний університет України «КПІ ім. Ігоря Сікорського», Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Являючись найпростішою зв'язаною системою, дейтрон протягом багатьох років викликає особливий інтерес у дослідників. За майже 100 років з моменту його відкриття у 1931 р. було виявлено багато важливих рис ядерно-ядерної взаємодії, що впливають з його опису – зокрема, нецентрального характеру ядерних сил, нерелятивістське та релятивістське імпульсне наближення, обмінні струми та ізобарні конфігурації дейтрона, які проявляються при взаємодії дейтрона з частинками та ядрами.

Водночас такі важливі аспекти опису дейтрона, як релятивістський опис та його структура на малих відстанях, усе ще залишаються недостатньо вивченими. Ці проблеми взаємопов'язані й стосуються таких важливих і досі нерозв'язаних питань, як релятивістська теорія сильних взаємодій у випадку задачі багатьох тіл, масштаб і інтенсивність проявів кварк-глюонних ступенів свободи в ядрах, проблема конфайнменту тощо.

Одним із засобів дослідження цих та подібних питань є вивчення взаємодії дейтрона з частинками та ядрами при високих енергіях. Однією з таких реакцій, а саме розпаду високоенергетичних дейтронів (з енергією 9,1 ГеВ/с) на ядра при реєстрації кінцевого протона під малими кутами, і присвячена ця робота. Як показано в [1], при дослідженні таких процесів зручно переходити до так званої «антилабораторної» системи координат, пов'язаної з дейтроном, і описувати залежності інваріантних диференціальних перерізів як функцію від поздовжньої компоненти відносного імпульсу між протоном і нейтроном. Зрозуміло, що при великих відносних імпульсах нуклонної пари слід очікувати яскраві прояви кварк-глюонних ступенів свободи в дейтроні.

Справді, як показано в низці робіт (див., наприклад, [1], [2] і відповідні посилання в цих публікаціях), наявні дані щодо диференційного перерізу, тензорної аналізуючої здатності та передачі поляризації демонструють значні відхилення спостережуваних величин від теоретичних розрахунків. Ці відхилення не можуть бути пояснені лише врахуванням ефектів багаторазового розсіювання без суттєвого перегляду хвильової функції дейтрона в області малих відстаней. Натомість у межах підходу, що враховує кваркову структуру дейтрона, було отримано гарну відповідність наявним експериментальним даним. Подальше урахування кулонівської взаємодії в межах підходу Глаубера - Ситенка лише поліпшило це узгодження з експериментом – зняло невелике розходження з експериментом у максимумі перерізу, в околі нульової поздовжньої компоненти k_z [2].

Втім, залишився ряд не з'ясованих питань, зокрема щодо врахування поздовжніх компонент переданого імпульсу (див., наприклад, [3] і відповідні посилання), а також поперечних компонент пари протон - нейтрон в антилабораторній системі координат (див., наприклад, [4] і посилання там).

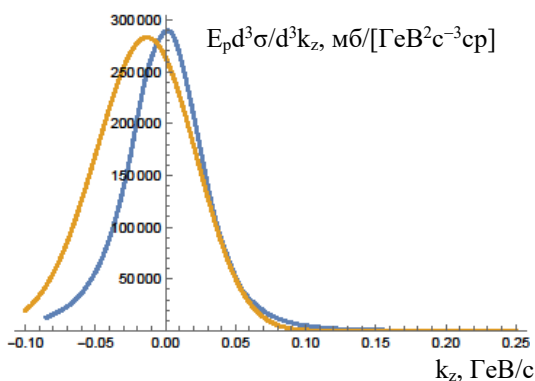


Рис. 1. Диференціальний інваріантний переріз $C(d, p)X$ та одногаусова апроксимація – залежно від поздовжнього імпульсу дейтрона у антилабораторній системі (звичайна система координат).

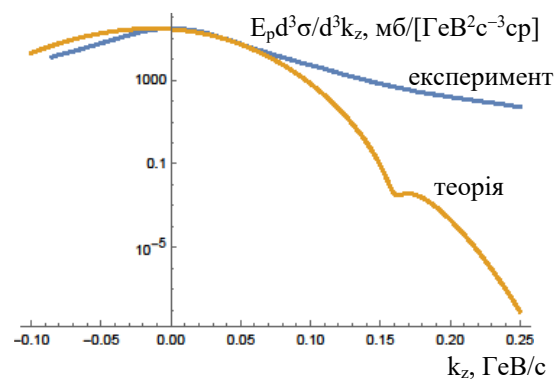


Рис. 2. Диференціальний інваріантний переріз $C(d, p)X$ та одногаусова апроксимація (при $Q_z = -0,05$ ГеВ/с) – залежно від поздовжнього імпульсу дейтрона у антилабораторній системі (логарифмічна система координат). Видно невеличке збільшення перерізу, починаючи з $k_z = 0,15$ ГеВ/с.

У представленій роботі в наближенні Глаубера - Ситенка було проведено порівняння з експериментальними даними щодо диференційного перерізу розпаду дейтрона на ядрі вуглецю в реакції $C(d, p)X$ з урахуванням невеликих поздовжніх компонент переданого імпульсу та поперечних компонент пари протон - нейтрон в антилабораторній системі координат. Попередні оцінки показали зменшення перерізу зі збільшенням поперечного імпульсу та відносно невелике збільшення перерізу, починаючи з 150 MeV/c при врахуванні поздовжньої компоненти Q_z .

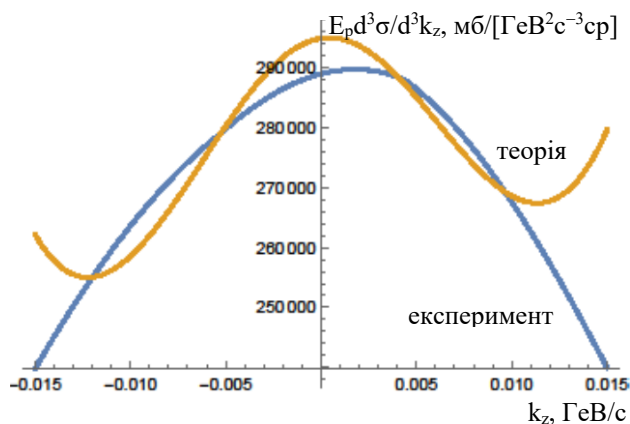


Рис. 3. Диференціальний інваріантний переріз $C(d, p)X$ та багатогаусова апроксимація потенціалу K2 – залежно від поздовжнього імпульсу дейтрона у антилабораторній системі з урахуванням наближеного нормування неперервного спектра у кінцевому стані ($Q_z = 0,001$ GeV/c).

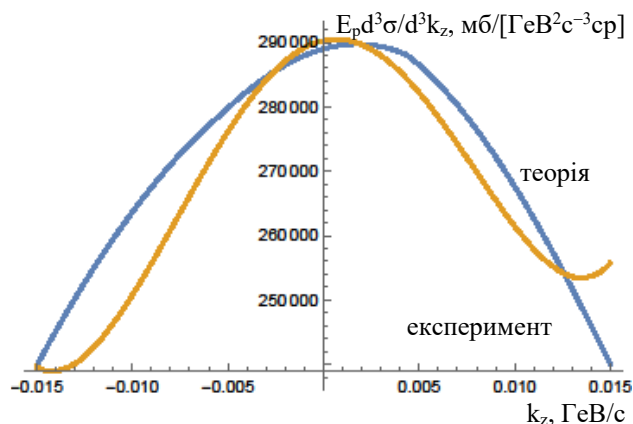


Рис. 4. Диференціальний інваріантний переріз $C(d, p)X$ та багатогаусова апроксимація AV18 потенціалу – залежно від поздовжнього імпульсу дейтрона у антилабораторній системі з урахуванням наближеного нормування неперервного спектра у кінцевому стані ($Q_z = -0,15$, $k_x = 0,001$ GeV/c).

Розрахунки проводилися в одногаусовій апроксимації [5] (рис. 1 і 2), багатогаусовій апроксимації потенціалу K2 [6] та для AV18 потенціалу (рис. 3 і 4).

1. A.P. Kobushkin. Polarization observables in $A(d, p)$ breakup and quark degrees of freedom in the deuteron. Phys. Lett. 421 (1999) 53; Phys. Atom. Nucl. 62 (1999) 1400.
2. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov. Effect of the Coulomb interaction in $A(d, p)$ fragmentation. Ukr. J. Phys. 53(8) (2008) 751.
3. V.V. Davydovskyy, A.D. Foursat Energy spectra of protons in diffraction break-up of deuterons on ^{12}C and ^{40}Ca at intermediate energies. Nucl. Phys. At. Energy 17(2) (2016) 111.
4. Я.Д. Кривенко-Еметов. Внесок кулонівської взаємодії у процеси непружного розсіювання дейтрона на ядрах і структура дейтрона. [Управління розвитком складних систем 48 \(2021\) 75](#); I.M. Sitnik. Deuteron breakup at zero angle in the Coulomb nuclear field. [Eur. Phys. J. Conf. 204\(8\) \(2019\)10011](#).
5. V.K. Tartakovsky, A.V. Fursaev, B.I. Sidorenko. Diffraction splitting of a triton by an incident proton Phys. Atom. Nucl. 68 (2005) 35.
6. Л.А. Булавін, В.І. Ковальчук, А.В. Носовський. *Розсіювання та зв'язані стани в системі декількох частинок.* (Київ, 2022) 76 с.

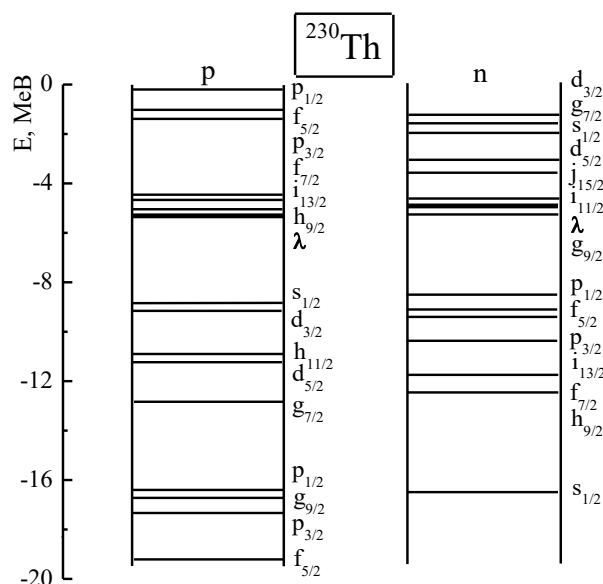
БЕТА-РОЗПАД ^{231}Th

Г. П. Куртєва

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для розрахунків використано метод, в якому враховуються квазічастинкові й багатофононні (до десяти фононів) стани основної смуги парно-парного остова, а також вплив вакуумних флуктуацій квазічастинок на перенормування одночастинкових моментів і ефективних сил [1]. Спочатку в рамках динамічної колективної моделі (ДКМ) розраховуються енергії, магнітні дипольні й електричні квадрупольні моменти, спектроскопічні фактори основного й збудженого станів ^{231}Pa , а також зведені ймовірності електромагнітних переходів між ними. Розрахунок β -розпаду проводиться після обчислення цих спектроскопічних характеристик без введення додаткових параметрів.

β^- -розпад непарно-нейтронного ядра ^{231}Th йде з основного стану $5/2^+$, енергія розпаду дорівнює 389,5 кеВ. Як остві обраний ^{230}Th . На рисунку представлено частину використаного в розрахунках базису, зазначено протонні й нейтронні одночастинкові стани. Праворуч буквами позначені орбітальні моменти станів, цифрами – повні моменти, жирними лініями – положення хімпотенціалів.



Частина використаного базису.

Процес β -розпаду залежить головним чином від взаємного розташування заповнюваних протонної й нейтронної оболонок. У ^{231}Pa понад протонну оболонку $Z = 82$ є 9 протонів, а понад нейтронну оболонку $N = 126$ є 14 нейтронів. Цей ізотоп відрізняється від ядер з області $A = 100$ більшою щільністю рівнів і сильною залежністю структури станів від трьох варіаційних параметрів моделі.

β -розпад йде з основного $5/1_1^+$ -стану ^{231}Th . У хвильову функцію цього стану в $f_{jk}^{(I)}$ -представленні моделі приблизно однаковий внесок дають всі підоболонки із заповнюваної оболонки з парними орбітальними моментами і з $K = 1/2$, тобто стан має майже чисто «обертальну» природу. З максимальною інтенсивністю та ймовірністю β -переходи йдуть на $5/2_1^+$ - і $7/2_1^+$ -стани ^{231}Pa , які в $f_{jk}^{(I)}$ -представленні є

членами оберտальної смуги. В $F_{jR}^{(I)}$ -представленні ДКМ вони утворені (головним чином) сильним зв'язком одноквазічастинкового стану $i_{13/2}$ з фононними станами остова з повними моментами $R = 4, 6, 8$ і навіть $R = 10$ (для $7/2_1^+$ -стану). Не менш складна структура $3/2_1^+$ - і $5/2_2^+$ -станів, інтенсивність переходів на які приблизно в 3 рази менша.

У таблиці наведено $\lg ft$ для переходів на збуджені стани ^{231}Pa : експериментальні [2] та розраховані в ДКМ. У першому рядку зазначені спіни станів, на які відбуваються β -переходи, у другому – експериментальні енергії цих станів, у третьому – інтенсивності β -переходів, у четвертому – експериментальні значення $\lg ft$, у п'ятому – розраховані в ДКМ значення $\lg ft$.

I^π	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	$3/2_1^+$	$5/2_2^+$
Е., кеВ, експеримент	84,2	101,4	102,3	183,5
I , %	35	37	12	12,8
$\lg ft$, експеримент	6,0	5,9	6,4	5,9
$\lg ft$, ДКМ	6,2	5,8	6,4	6,2

Для цієї області мас ядер розраховані значення $\lg ft$ слабо залежать від кількості врахованих складових у матричному елементі гамільтоніана слабкої взаємодії, на відміну від ядер з області $A = 100$. Використовується таке ж перенормування констант слабкої взаємодії, що і для ядер з області $A = 100$.

1. И.Н. Вишневский и др. ЯФ 57(1) (1994) 17.
2. [Evaluated Nuclear Structure Data File](#).

ВСТАНОВЛЕННЯ РІВНОВАГИ В СИСТЕМІ ФЕРМІ В РАМКАХ ДИФУЗІЙНОГО НАБЛИЖЕННЯ КІНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ

С. В. Лук'янов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У дифузійному наближенні кінетичне рівняння Ландау - Власова можна звести до рівняння дифузії для функції розподілу Вігнера в імпульсному просторі. Для наближення постійних кінетичних коефіцієнтів нелінійне рівняння дифузії може бути розв'язане як аналітично, так і числовими методами. Числовий розв'язок, очевидно, демонструє властивості, аналогічні аналітичному підходу: з часом початкова функція розподілу поступово розмивається, переходячи до рівноважного розподілу Фермі з температурою, що визначається відношенням кінетичних коефіцієнтів. У загальному випадку, коли кінетичні коефіцієнти залежать від імпульсу та часу, можливий лише числовий розв'язок. Ця робота присвячена повному числовому розв'язанню нелінійного дифузійного рівняння з кінетичними коефіцієнтами, залежними від імпульсу та часу, вирази для яких були отримані та досліджені нами раніше [1].

Для сферично симетричної у фазовому просторі системи Фермі кінетичне рівняння Ландау - Власова з інтегралом зіткнень у правій частині в дифузійному наближенні може бути зведене до відносно простого вигляду:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 f}{\partial p^2} + \left[\frac{\partial D_p}{\partial p} + \frac{2}{p} D_p + (1-2f) A \right] \frac{\partial f}{\partial p} + \left[\frac{\partial A}{\partial p} + \frac{2}{p} A \right] f(1-f), \quad (1)$$

де $f = f(p, t)$ – функція розподілу Вігнера, $D_p = D_p(p, t)$ – функція другого моменту, або коефіцієнт дифузії в імпульсному просторі, $A = A(p, t)$ – функція першого моменту, яка визначає коефіцієнт рухливості $K_p(p, t)$ в імпульсному просторі. Рівняння дифузії (1) має бути доповнене початковою умовою, для якої обирається ступінчастий розподіл, причому імпульс Фермі визначається з умови збереження числа частинок.

Числове розв'язання дифузійного рівняння (1) є досить складною технічною задачею, оскільки D_p та A залежать від функції розподілу f . Для розв'язання застосовується ітераційна процедура. У нульовому наближенні рівняння (1) розв'язується для постійних кінетичних коефіцієнтів: $D_p(p, t) = D_{p,0}$ та $A(p, t) = -mK_{p,0}/p$. Отримана функція розподілу $f_0(p, t)$ використовується для обчислення залежностей $D_{p,1}(p, t)$ та $A_1(p, t)$. Далі, з використанням $D_{p,1}(p, t)$ та $A_1(p, t)$, знаходиться функція розподілу в першому ітераційному наближенні $f_1(p, t)$. З функцією $f_1(p, t)$ обчислюються залежності $D_{p,2}(p, t)$ та $A_2(p, t)$. Ітераційна процедура продовжується до тих пір, поки розраховані величини не задовольняють умові збіжності із заданою точністю.

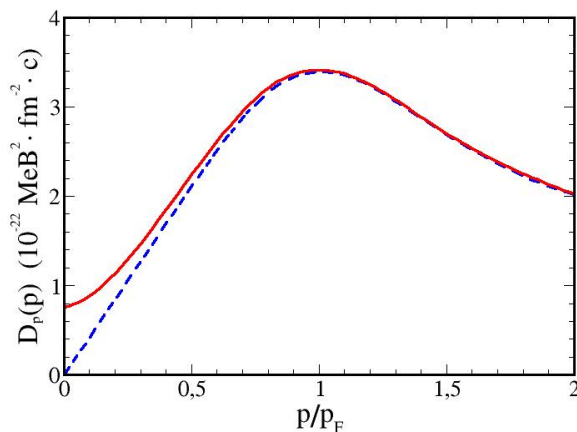


Рис. 1. Залежність коефіцієнта дифузії D_p від нормованого імпульсу p/p_F .

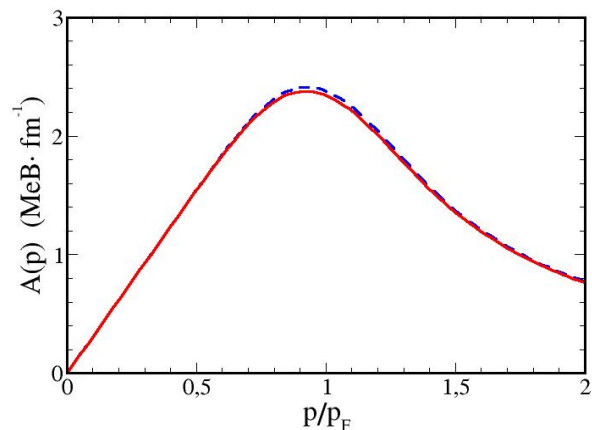


Рис. 2. Залежність функції першого моменту A від нормованого імпульсу p/p_F .

На рис. 1 показано залежність $D_p(p, t)$ від відносного імпульсу p/p_F , розраховану для початкової ступінчастої функції розподілу та для функції розподілу, отриманої з рівняння (1) у стані рівноваги. Синя пунктирна крива відповідає розрахунку з початковою ступінчастою функцією розподілу, а червона суцільна крива – повному розрахунку з рівноважною функцією розподілу. Як видно з

рисунка, ця залежність набуває нульового значення в центрі сфери Фермі, далі зростає з імпульсом, досягаючи максимуму на поверхні Фермі, і поступово спадає до нуля при $p \rightarrow \infty$. Під час еволюції розподілу внутрішня область, на відміну від зовнішньої, розмивається і розширюється. Наявність максимуму D_p на поверхні Фермі вказує на те, що саме там процеси дифузії є найбільш інтенсивними. Це, у свою чергу, дає змогу краще зрозуміти фізичний зміст функції першого моменту. На поверхні Фермі ця функція дорівнює добутку швидкості Фермі нуклонів і коефіцієнта дрейфу в наближенні постійних коефіцієнтів, зі знаком «мінус».

На рис. 2 наведено аналогічну залежність для функції першого моменту A . Ця функція набуває нульового значення при нульовому імпульсі та зростає до свого максимального значення, положення якого дещо зміщене відносно поверхні Фермі. Отримані залежності A для початкового стану та стану рівноваги лише незначно відрізняються між собою.

Використовуючи обчислені значення функції розподілу, можна визначити температуру системи у стані рівноваги за допомогою такої формули:

$$T = \int dp p f (f - 1) / m \int dp \frac{\partial f}{\partial p}. \quad (2)$$

На рис. 3 зображено залежність температури T від часу t під час еволюції функції розподілу від початкового ступінчастого розподілу. Синя пунктирна крива відповідає наближенню постійних кінетичних коефіцієнтів, а червона суцільна крива повному розв'язанню рівняння. На рис. 4 показано залежність енергії Фермі, отриманої в результаті розрахунків, від часу t під час еволюції функції розподілу від початкового ступінчастого розподілу. Синя пунктирна крива відповідає наближенню постійних кінетичних коефіцієнтів, тоді як червона суцільна крива повному розв'язанню рівняння.

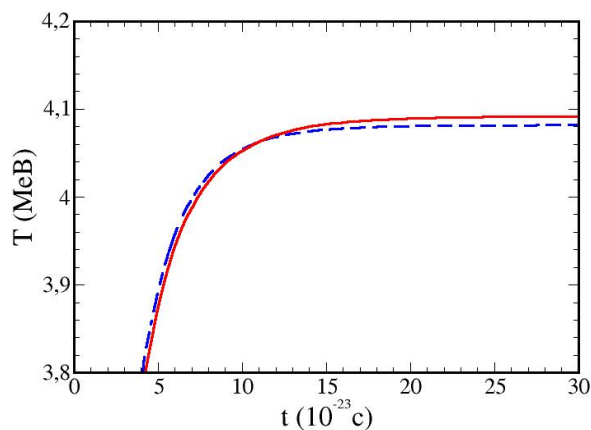


Рис. 3. Залежність температури T від часу t .

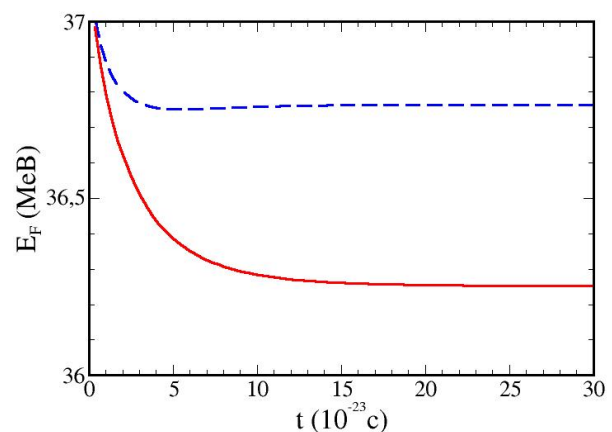


Рис. 4. Залежність енергії Фермі від часу t .

Як видно з рис. 3 і 4, зі зростанням часу температура системи підвищується, а відповідна енергія Фермі зменшується, поступово наближаючись до своїх рівноважних значень. Це відповідає очікуваному результату, зумовленому збереженням числа частинок у системі. Варто також зазначити, що у випадку повного розв'язання рівняння – з урахуванням залежних від імпульсу та часу кінетичних коефіцієнтів – рівноважне значення температури виявляється дещо вищим, а рівноважне значення енергії Фермі, навпаки, нижчим, ніж у випадку постійних кінетичних коефіцієнтів. Це також узгоджується із законом збереження числа частинок.

1. V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov. Int. J. Mod. Phys. E24 (2015) 1550023.

MACROSCOPIC APPROACH TO ROTATING NEUTRON STARS

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

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, College Station, Texas, USA

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

In this report we present the macroscopic model for a neutron star (NS), as a perfect liquid drop in equilibrium, in line of Tolman - Oppenheimer - Volkoff (TOV) equations derivations [1], for slow azimuthal rotation frequency ω around the symmetry axis. Within the Friedman - Ipser - Stergioulas [2] formalism for the Kerr metric in Boyer - Lindquist coordinates in the external region [3] and the Hogan metric inside of the star [4] we apply the effective-surface approximation [5] assuming a small crust thickness a with respect to the radius R NS, $a/R \ll 1$. The surface gradient terms are taken into account in the energy density $E(n)$ for the macroscopic equation of state within the Extended Thomas Fermi (ETF) approach but with a strong gravitational field. The angular momentum I and the moment of inertia (MI), $\Theta = dI/d\omega$, are macroscopically calculated in the adiabatic approach. The adiabatic MI can be expressed as $\Theta = \Theta_{av} / (1 + G_{t\varphi})$, where Θ_{av} is the statistically averaged MI, and $G_{t\varphi}$ is a correlation term due to the time-azimuthal coupling,

$$\Theta_{av} = \int dV E(n) e^{-\nu} r^2 \sin^2 \theta, G_{t\varphi} = \frac{1}{M} \int dV E(n) e^{-\nu} \tau \sin^2 \theta. \quad (1)$$

Here, the Schwarzschild metric length element is modified by a small rotation frequency $\Omega \approx I/M \approx \omega\Theta/M$, asymptotically far from the NS, is given by ($C = G = 1$):

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

where ν and λ are its well-known parameters, $\tau = 1 - \left(\sqrt{1 - r^2/R_S^2} - 3\sqrt{1 - R^2/R_S^2} \right)^2 / 4$, $R_S = \sqrt{3/8\pi E_0}$ is the Schwarzschild radius [3], R is the NS radius and E_0 is an internal value of the NS energy density.

Fig. 1 shows the MI Θ as a function of the radius R . As seen from Fig. 1, the correlation term $G_{t\varphi}$ (see Eq. (1)) in a strong gravitational NS field which leads to a significant shift of the Schwarzschild R_S to Kerr R_K asymptote.

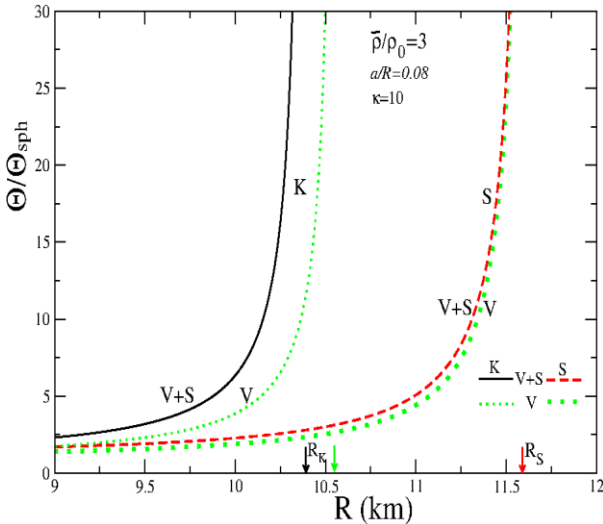


Fig. 1. The moment of inertia Θ (in units of $\Theta_{sph} = (2/5)MR^2$) as function of the radius R (in km) for the internal density $\bar{\rho} = 3\rho_0$, where $\rho_0 \sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$ is nuclear matter density, κ is the dimensionless incompressibility, $\kappa \propto \bar{\rho}K/E_0$, K is the total incompressibility including the gravitation. Solid black and frequent dotted green lines show the total (volume + surface) and volume MI including the correlation term $G_{t\varphi}$, given by Eq. (1). Dashed red and dotted green lines present the statistically averaged Mis Θ_{av} with and without the surface component, respectively. The asymptotes R_S and Kerr R_K are shown by the red and black arrows.

The MI contributions Θ_{av} and $G_{\kappa\rho}$ are the sums of the volume and surface components in terms of the ETF energy density $E(n)$, $\Theta_i = \Theta_{iV} + \Theta_{iS}$ ($i = av, t\phi$), and $E = E_S + E_V$ is the total NS ETF energy. The subscript V shows the NS volume V and S means the NS surface (proportional to the surface tension coefficient) terms. The leptodermic and incompressibility parameters are given by small a/R and large $\kappa = 10$ for a strong gravitation, respectively.

We verify also the adiabatic condition, $(1/2)\Theta\omega^2 \ll E$, for applications to several NS rotation periods, $P \gg P_0 = 2\pi\sqrt{\Theta/2E}$, where E is the total ETF energy, and P_0 is asymptotic boundary period limit (Fig. 2). For a range of well-known experimental pulsars with spin periods between about 5 and 3000 ms, the adiabatic approach is applicable to the description of these rotating NS systems, in good agreement with their observational data for the NSs. For the internal densities used in these calculations, we take the typical values from about two to three times larger than that of nuclear matter. For all these calculations, the NS radii R are of the order of 10 km, and masses are 1.2 - 2.1 M_{sun} in the NS stable equilibrium.

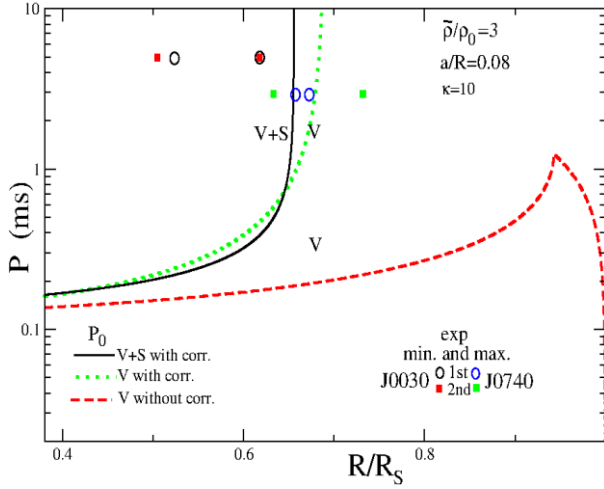


Fig. 2. Periods P (in units of ms) as functions of R/R_S , where R_S is the Schwarzschild radius. Black (blue) circles and red (green) squares are the minimal and maximal values of R/R_S for the first and second sets of experimental data for the J0030 + 0451 (J0740 + 6620) neutron star, respectively. Solid black (dotted green) and dashed red lines are the characteristic periods P_0 with (the volume evaluations) and without accounting for the t - ϕ correlations. Other parameters are the same as in Fig. 1.

With increasing the incompressibility κ , the boundary periods P_0 becomes greater. To improve the accuracy, we should take into account the non-adiabatic effects, especially for the J0740 + 6620 star with a larger mass. As perspectives, one can apply our analytical macroscopic approach for calculations of the NS rotation frequency corrections to the TOV equations.

1. R.C. Tolman. *Relativity, Thermodynamics, and Cosmology* (N.Y.: Dover Publications, 1987) 528 p.
2. J.L. Friedman, J.R. Ipser, L. Parker. *AJ* 304 (1986) 115.
3. R.H. Boyer, R.W. Lindquist. *J. Math. Phys.* 8 (1967) 265.
4. P.A. Hogan. *Lett. Nuovo Cimento* 16 (1976) 33.
5. A.G. Magner et al. arXiv: 2409.04745[nucl-th,astro-ph.HE,astro-ph.SR] (2024); *Int. J. Mod. Phys. E* 33 (2024) 2450043.

РЕЛЯТИВІЗАЦІЯ В КВАНТОВІЙ МЕХАНІЦІ

С. П. Майданюк

Південний центр теорії ядерної фізики, Інститут сучасної фізики, Хуейчжоу, Китай

У доповіді розглянуто ідею релятивізації у квантовій механіці.

Квантові властивості ядерних сил є важливими, які базуються на квантовій механіці. У той же час, рівняння Дірака сформульовано для опису релятивістської інваріантності рівнянь для ферміона, що рухається у вакуумі. Тут хвильова функція по суті описує рух ферміона лише для надбар'єрних енергій, що собою являє прояв класичної (не квантової) фізики. Властивостей поведінки ферміона для підбар'єрних енергій уникнуто. Але відомо, що суто квантові властивості процесів (та взаємодій) найбільш потужно розкриваються для підбар'єрних енергій.

Попередній аналіз показав, що використання рівняння Дірака має декілька недоліків у повному описі квантових властивостей процесів. Наприклад, виконання квантових властивостей можна проаналізувати з більш глибокого вивчення розсіяння частинок на ядрах. А саме, компоненти резонансного та потенційного розсіяння дають таке розуміння та їх можна було б оцінити для перевірки рівнянь Дірака. Але виявляється, що такий аналіз та навіть формалізм, що міг би дати такі оцінки, відсутні в релятивістських моделях на сьогодні. Але методи квантової механіки запропоновують тести для оцінок та самі виконуються з надзвичайно високою точністю (до 14 значущих цифр у реакціях захоплення альфа-частинок ядрами [1, 2]).

Цю невідповідність можна було б розв'язати, якщо узагальнити рівняння Шредінгера для релятивістських енергій (зробити так звану *релятивізація квантової механіки*). У роботі поставлено питання, як саме можна узагальнити рівняння Шредінгера для опису релятивістських ефектів та одночасно зберегти опис квантових ефектів. Виявлено, що таке узагальнення може бути розвинуто по-різному для низьких та високих енергій. В області низьких енергій можна розвивати формалізм теорії збурень (або послідовних релятивістських корекцій). До цієї області енергій відноситься рівняння Паулі, як перше наближення рівняння Дірака (для наступних корекцій див. [3] і [4]). Тут можна отримувати спин-орбітальну взаємодію.

В області високих енергій теорію збурень не можна застосувати в принципі. До цієї області можна віднести процеси, що вивчаються у фізиці адронів, ядерних зіткнень при релятивістських енергіях тощо. Але тут нами знайдено точне аналітичне перетворення рівняння Дірака у вигляді одномірного рівняння типу Шредінгера, у якому присутній новий додатковий член потенціалу взаємодії. Цей додатковий член пояснюється не врахуванням релятивістських ефектів (енергій), а різницею між рівнянням Дірака та Шредінгера при однакових енергіях. Тобто, два рівняння дають різні результати опису природи для однакових фізичних явищ.

Висновок такий. Якщо рівняння Шредінгера більш точно підтверджується експериментами, тоді рівняння Дірака є наближенням в опису квантових властивостей ядерних процесів (для однакових енергій розсіяння). Або навпаки, якщо більш точно може бути підтверджено експериментально рівняння Дірака, тоді рівняння Шредінгера є наближенням та воно повинно бути скоректовано додаванням цього додаткового нового члена у потенціал взаємодії (навіть, для низьких енергій). З'ясувати, який варіант правильний, може майбутній експеримент.

Можна оцінити, чи важлива та як може проявлятися ця властивість у задачах ядерної фізики. У доповіді буде представлено такі оцінки та висновки з аналізу таких оцінок.

1. S.P. Maydanyuk, P.-M. Zhang, L.-P. Zou. New quasibound states of the compound nucleus in α -particle capture by the nucleus 2017. [arXiv: 1711.07012](#); Phys. Rev. C 96 (2017) 014602.
2. S.P. Maydanyuk, P.-M. Zhang, S. V. Belchikov. Quantum design using a multiple internal reflections method in a study of fusion processes in the capture of alpha-particles by nuclei 2015. [arXiv: 1504.00567](#); Nucl. Phys. A 940 (2015) 89.
3. А.И. Азиезер, В.Б. Берестецкий. *Квантовая электродинамика* (Москва: Наука, 1981) с. 432.
4. D. Anchishkin. Nonrelativistic approximations of the relativistic equations and subbarrier relativistic effects. J. Phys. A 30 (1997) 1303.

YIELDS OF RARE EARTH ELEMENTS ISOTOPES UNDER THE ACTINIDE NUCLEI FISSION

V. T. Maslyuk, P. S. Derecskei, Z. M. Bigan, P. P. Puga, N. I. Svatiuk, M. S. Liashchov

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

Rare Earth Elements (REE) form a special class of chemical elements relatively common in the Earth's crust (~1 - 10 parts per million), but only in trace impurities. Their production requires the processing of significant amounts of ore at high costs. Recent events indicate the considerable strategic importance of REE with broad prospects for producing effective magnets, electronic components for the military and consumer sectors, lasers, dosimeters, etc.

For nuclear physics research, the interest in REE is due to the presence of a number of isomeric states in them, the study of which is important for understanding the structure of the energy levels of atomic nuclei and the kinetics of transitions between them.

In this work, the subject of study is four chemical elements out of 17 known REE – ^{62}Sm , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{70}Yb , the yield of which is studied in the fission of a number of actinides: U, Th, Am. Thus, for Sm, three short-lived isomers $^{139,141,143\text{m}}\text{Sm}$ are distinguished, one for Dy – $^{135\text{m}}\text{Dy}$, a whole series of Ho isomers – $^{158,159,160-164,166\text{m}}\text{Ho}$ and three isomers for Yb: $^{169,176,177\text{m}}\text{Yb}$. For each of these isotopes, the Weitzeker formula can be used to determine the sets $\{\tilde{A}, \tilde{Z}\}$ at which the nucleus has the lowest energy:

$$\tilde{Z} = \frac{\tilde{A}}{1.98 + 0.015 \cdot \tilde{A}^{2/3}}. \quad (1)$$

It can also be noted that these isotope isomers fall into the class of neutron-proficient and neutron-deficient nuclei. Using the formula (1) for each of these isotopes, the optimal sets $\{\tilde{A}, \tilde{Z}\}$ of, which are calculated from the liquid drop model, can be determined. Thus, for Sm, $Z = 62$ value is $\tilde{A} \sim 152$, stable isotopes are $A = 144, 150, 154$; for Dy, $Z = 66$ value is $\tilde{A} \sim 162$, stable isotopes are $A = 158, 160 - 164$; for Ho, $Z = 67$ value is $\tilde{A} \sim 164$, stable isotope is $A = 165$; for Yb, $Z = 70$ value is $\tilde{A} \sim 170 - 173$, stable isotopes are $A = 168, 170 - 174$.

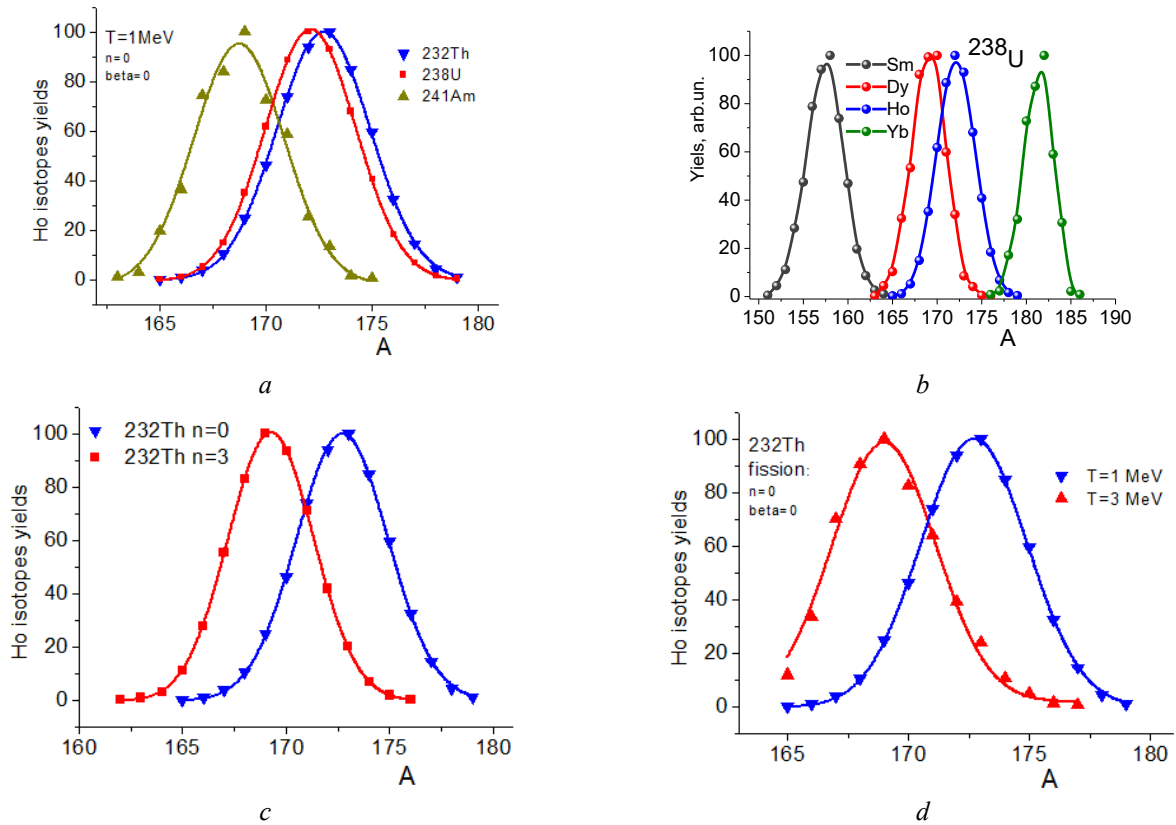
There are various assumptions about the origin of REE in the Earth's crust, ranging from cosmogenic to actinide fission fragments. Since most REE are heavier than iron, it is possible that they were formed due to supernova nucleosynthesis or s-processes of stellar nucleosynthesis. On the other hand, the fission of heavy nuclei can also be a source of their origin since the entire Periodic Table of Chemical Elements is generated in this process. Establishing the peculiarities of REE isotope yields during actinide fission requires studying the role of nuclear shells and the nature of inter-nucleon interaction.

This paper presents the results of calculations of the yields of Sm, Dy, Ho, and Yb isotopes in the separation of ^{238}U , ^{232}Th , and ^{241}Am isotopes using the statistical method proposed in [1]. The NuFi package was used, which considers the fission parameters of fission of the isotopes of fissile nuclei U, Th, Am: nuclear temperature TT , as well as the possibility of emission of beta particles and fission neutrons.

The calculation algorithm involves the stage of creating an ensemble of all possible two-fragment clusters during the fission of the initial nucleus, determining the distribution function of the probability of their realization, and the procedure for separating nuclear clusters containing at least one REE isotope from this ensemble.

After that, a distribution function for each REE normalized by 100 % is formed separately, determining the probability of its release for constructing the mass spectrum. In other words, when constructing a mass spectrum of a particular REE, it is essential to determine the probability of a cluster containing both the REE isotope and another isotope whose charge is complementary to the charge number of the fissile actinide. For example, in the fission of a paired ^{238}U nucleus, the probability of yielding clusters $\{^{62}\text{Sm}, ^{30}\text{Zn}\}$, $\{^{66}\text{Dy}, ^{26}\text{Fe}\}$, $\{^{67}\text{Ho}, ^{25}\text{Mn}\}$, $\{^{70}\text{Yb}, ^{22}\text{Ti}\}$ is determined; for the even-pair ^{232}Th , respectively, $\{^{62}\text{Sm}, ^{28}\text{Ni}\}$, $\{^{66}\text{Dy}, ^{24}\text{Cr}\}$, $\{^{67}\text{Ho}, ^{23}\text{V}\}$, $\{^{70}\text{Yb}, ^{20}\text{Ca}\}$, and, finally, for the odd-even isotope ^{241}Am – $\{^{62}\text{Sm}, ^{33}\text{As}\}$, $\{^{66}\text{Dy}, ^{29}\text{Cu}\}$, $\{^{67}\text{Ho}, ^{28}\text{Ni}\}$, $\{^{70}\text{Yb}, ^{25}\text{Mn}\}$. Therefore, the mass spectrum of Sm, Dy, Ho, and Yb isotope yields during heavy nuclear fission will be formed under the influence of various factors: dependence of their specific energy on the isotope mass, core temperature, influence of magic proton/neutron numbers 20, 28, 50, 82, and 126, as well as entropic effects that determine the equilibrium state of the 2-fragment cluster.

The Figure shows the results of calculating the mass spectra of Sm, Dy, Ho, Yb isotopes in the fission of ^{238}U , ^{232}Th , and ^{241}Am isotopes obtained using the database [2].



Mass spectra of Sm, Dy, Ho, and Yb isotopes at different fission schemes of actinide nuclei: *a* – Ho isotopes during the separation of isotopes ^{238}U , ^{232}Th , ^{241}Am ; *b* – Sm, Dy, Ho, Yb isotopes at ^{238}U fission; *c* – mass spectra of Ho isotopes without and including ^{238}U neutron emission; *d* – the same Ho spectra obtained for different fission temperatures of ^{232}Th .

As can be seen, the emission of nuclear particles and the increase in the initial nucleus's excitation energy (temperature) shifts the REE isotope spectra to the region of mass numbers determined by formula (1).

The authors are grateful to V. Yu. Denisov for his assistance in the calculations of this work.

1. V.T. Maslyuk et al. Transformations of actinides fission product yields due to post-scission emission of nuclear particles: ^{232}Th . *Can. J. Phys.* 99(11) (2021) 1007.
2. M. Wang et al. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Chinese Phys. C* 45(3) (2021) 030003.

STUDYING THE VECTOR-BOSON FUSION HJJ AND HJJJ HIGGS BOSON PRODUCTION IN QUANTUM CHROMODYNAMICS AND EFFECTIVE FIELD THEORY

T. V. Obikhod, I. O. Petrenko

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

The advent of the LHC has transformed hadron physics into a high-precision field, where large p_T events at large angles are not uncommon. The search for physics beyond the Standard Model (SM) implies not only the inclusion of higher-order corrections to SM processes but also a change in the search strategy based on theoretical predictions [1]. At the same time, it is necessary to have universal and accurate simulations for different models, including not only quantum chromodynamics (QCD) theory but also others, such as the effective field theory (EFT) [2].

The Higgs boson signal in 2012 was just the beginning of studying its properties: how strongly it interacts with other particles, to see the production and decay modes of the Higgs boson connected with the information on its couplings to elementary particles. The study of the vector-boson fusion (VBF) Higgs boson production processes is related to the accuracy of the electroweak coupling constant measurement, which is necessary to test the mechanism of spontaneous electroweak symmetry breaking. Therefore, it is extremely important to separate VBF events from other background processes, which are achieved by the signature of the VBF process: the Higgs boson is selected in association with two jets that are strongly separated in rapidity and form a two-jet system with a high invariant mass to suppress the contribution of the s-channel. Perturbative next-to-leading order (NLO) corrections to the QCD Higgs boson production event are considered, in which the two hardest jets have a rapidity of less than 4.5, which guarantees their detection in the opposite hemispheres [3].

We also study Higgs boson production via VBF in a three-jet association to match NLO-QCD calculations with the parton shower program. To describe the jet activity properties in VBF reactions, additional jets are used to suppress QCD backgrounds by central jet vetoes. Uncertainties due to parton shower effects are moderate for the third-jet distributions, in contrast to calculations for Higgs production in a two-jet association.

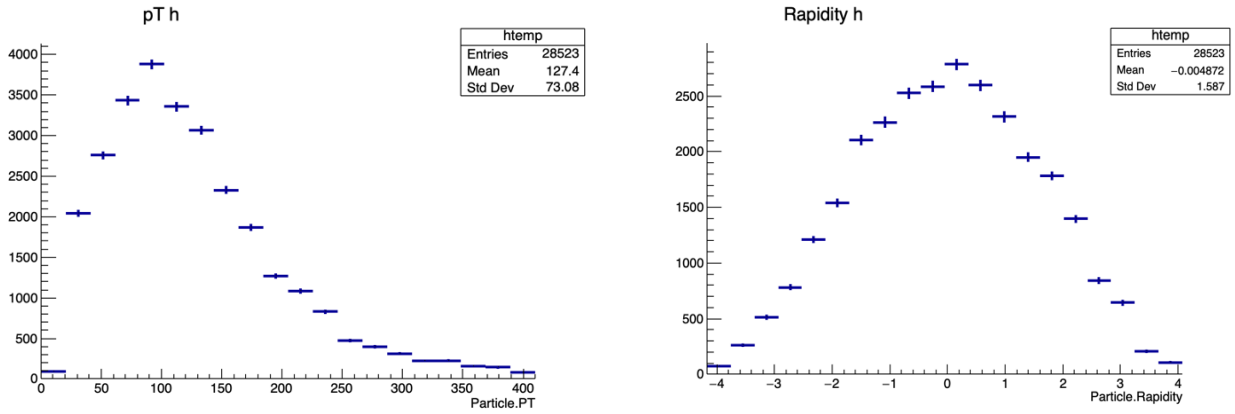
We carried out modeling of the VBF Higgs boson production cross sections with appropriate kinematic restrictions [3]. The process modeling within the framework of QCD with and without the NNPDF30_nnlo_as_0118 pdf function was considered. As a part of the search for physics beyond the SM, we compared the modeling of SM, MSSM, and NMSSM processes in the framework of hjj cross-section calculations, presented in the Table.

Production cross-sections for process $pp \rightarrow hjj$ within three models with pdf function

$M_{\mu j}$ $W \pm Z$	Model	13 TeV	14 TeV	100 TeV
400	SM	1.735 ± 0.009	2.001 ± 0.01	28.13 ± 0.092
	mssm	1.664 ± 0.0095	1.911 ± 0.0085	26.97 ± 0.086
	Nmssm	2.16 ± 0.012	2.492 ± 0.012	35.16 ± 0.12
500	SM	1.501 ± 0.0062	1.709 ± 0.01	
	mssm	1.431 ± 0.0067	1.64 ± 0.011	
	Nmssm	1.863 ± 0.0079	2.132 ± 0.014	
600	SM	1.285 ± 0.0074	1.491 ± 0.012	
	mssm	1.228 ± 0.0072	1.426 ± 0.01	
	Nmssm	1.6 ± 0.0089	1.86 ± 0.012	

To understand the kinematics of the process and to ensure the correctness of the chosen kinematic constraints, simulations of the distribution of transverse momentum and rapidity were carried out in the Figure.

EFT with massive fields finds a broad range of applications in particle physics, including quantum chromodynamics, high spin particles, and dark matter candidates. This method is agnostic to how electroweak symmetry is broken, so the consideration of mass eigenstates allows the formulation of EFT to be much simpler and more convenient for phenomenological applications. In the framework of the Higgs effective field theory [2], we considered its link to a few scenarios of physics beyond the SM and received the corresponding production cross-sections [4].



Transverse momentum distributions for the $pp \rightarrow hjj$ process at 14 TeV (*left*) and Higgs boson rapidity distribution (*right*).

We also presented a realization of Higgs boson production via VBF in association with three jets. Due to the low virtuality of the exchanged weak bosons, the tagging jets arising from the scattered quarks are located in the front and back regions of the detector, while the central region exhibits little jet activity due to the t-channel exchange. These features can be used to suppress QCD backgrounds with a large cross-section at the LHC. The inclusion of the kinematic constraints and the use of the MadGraph5_aMC@NLO computer program makes it possible to calculate the cross sections of the three-jet processes.

Comparison of the obtained data for three-jet events with the data for two-jet processes leads us to the conclusion about the same nature of the behavior of the obtained data (with minor exceptions), i.e.: a decrease in the cross-section of the process with an increase in the invariant mass of the two jets; an increase in the cross-section with an increase in the energy at the collider from 13 to 100 TeV; the largest value of the cross-section for the Nmssm model. In addition, we carried out modeling of the BSM theories and found that the largest cross section is for the Nmssm model. Comparison with the EFT, which has been popular recently due to its flexibility and universality, led us to the conclusion that the cross sections of the Higgs boson production calculated within the framework of this theory are larger for the EFT SM model compared to the SM QCD calculations. The kinematic distributions constructed by us confirmed a strict dependence on the transverse momentum value and indicated a large number of events at large angles.

1. J. Alwall et al. J. High Energ. Phys. 79 (2014).
2. Z.-Y. Dong et al. J. High Energ. Phys. 101 (2023).
3. J. Cruz-Martinez et al. NNLO corrections to VBF Higgs boson production. PoS (LL2018) 303 (2018) 003.
4. T.V. Obikhod, Ie.A. Petrenko. Studying the VBF Hjj and Hjjj Higgs Boson Production in QCD and EFT Theory. [arXiv:2503.06574 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2503.06574) (2025).

DYNAMIC-ALGEBRAIC MODEL OF THE UNIVERSE FORMATION AND THE PHYSICS OF PORTALS

S. O. Omelchenko

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

1. Practical applications of the dynamical-algebraic model (DAM) [1] of the formation of the Universe are proposed through the introduction of the physics of “portals” based on it, which are an extended concept of the neighborhoods of critical points of various critical phenomena. Earlier [1 - 6], a hypothesis of a phase transition-decomposition of the maternal universe was proposed, which is described by a matrix representation of the semisimple Clifford algebra (CA) $Cl_{1,9}$ [7, 8]. $Cl_{1,9}$ decomposes as the starting maternal “algebra-space” into the direct sum of CA $Cl_{1,3}$ (which corresponds to our Universe) and the residuals from the full decomposition of the “algebra-universe” $Cl_{0,4}$ and $Cl_{0,6}$, which have a degenerate time degree of freedom. The reason for such a phase transition, that is, a change in the topology of space and the order parameter, could be the fluctuation of physical time, the manifestations of which now remain only in our Universe.

2. The very high probability of such a decomposition (1) can be confirmed by using the Frobenius theorems [7, 8], the Wedderburn theorem [9] and the general properties of the internal symmetry of CA-complements or two-sided ideals formed after the full decomposition of $Cl_{1,9}$:

$$Cl_{1,9} \cong Cl_{1,3} \oplus C \cong Cl_{1,3} \oplus \bigoplus_{i=1}^{n_1=15} (Cl_{0,6})_i \oplus \bigoplus_{j=1}^{n_2=3} (Cl_{0,4})_j. \quad (1)$$

Based on the DAM, the theory of inverse portal energy tunneling (IPET) between the Minkowski spaces $Cl_{1,3}$ and $Cl_{0,4}$, which are isomorphic in the sum of signatures $p + q = 1 + 3 = 0 + 4 = 4$. The isomorphism of the spaces $Cl_{1,3}$ and $Cl_{0,4}$, provides the highest probability of their interaction due to the smaller height and width of the topological barrier than between the spaces $Cl_{1,3}$ and $Cl_{0,6}$: $p + q = 1 + 3 \neq 0 + 6$.

The interaction occurs through the aforementioned portals under the condition of their “opening”. Such conditions are given through the physical interpretation of the achievement by the key observable component of the studied system of a certain geometric size - the length of the portal, as well as by the parameters of the portal, that meet the condition of continuity and smoothness for the correct stitching of metrics in adjacent regions near the portal (see (2) and (3)):

$$Cl_{1,3} \Leftrightarrow portal \Leftrightarrow Cl_{0,4}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} ds_{1,3}^2 &= -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow ds_{(1,3)}^2 &= -f(t)dt^2 + a^2(dx^2 + dy^2 + dz^2) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow ds_p^2 &= -f_p(\xi)d\xi^2 + a^2(dx^2 + dy^2 + dz^2) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow ds_{(0,4)}^2 &= g(w)dw^2 + b^2(dx^2 + dy^2 + dz^2 + du^2), \end{aligned} \quad (3)$$

where $ds_{1,3}^2$ - Minkowski-metric, $ds_{(1,3)}^2$, ds_p^2 and $ds_{(0,4)}^2$ - metrics near the border $Cl_{1,3} \Leftrightarrow portal$, inside the portal and near the border $portal \Leftrightarrow Cl_{0,4}$, respectively; $-f(t)$, $-f_p(\xi)$, $g(w)$, a , b , du^2 - portal parameters, where du^2 - space elasticity parameter $Cl_{0,4}$, which has compactified properties on the boundary $portal \Leftrightarrow Cl_{0,4}$ and is introduced by analogy with the gauge degree of freedom à la Kaluza-Klein theory [10].

3. The manifestation of interspatial interactions $Cl_{1,3} \Leftrightarrow Cl_{0,6}$ and $Cl_{1,3} \Leftrightarrow Cl_{0,4}$ can be any critical phenomena, such as manifestations of the dark sector of the Universe, phase transitions for different states of matter, spontaneous processes of asymmetric sub-barrier fission of heavy nuclei, etc.

In addition to the selection of portal parameters, in particular, the length of the portal d , an important factor is the correctness of the choice of the observed macroscopic quantity – the characteristic of the approach of the studied system to the portal zone:

(i) to search within IPET for critical points of phase transitions of completely different states of matter, namely, water, ordinary hadronic matter, quark-gluon plasma (QGP), colored glass condensate (CGC) and preons (with corresponding values for $d = 0.27, 0.2, 0.1, 0.05, 0.01$ fm) the temperature was chosen;

(ii) to study spontaneous asymmetric sub-barrier fission (SASF) of heavy nuclei through tunneling within IPET, the probability of this process was taken, which was compared with the Gamow formula [11]:

$$P_{\text{Gamov}} \sim \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2\mu(V(r) - E)} dr\right), \quad (4)$$

(a and b – classic turning points, μ – tunneling nucleus mass, $(V(r) - E)$ – effective barrier), and the length of the portal was compared with the length of the “neck” $d \approx 2$ fm between future fission fragments in the quasiclassical representation of the dumbbell-like appearance of the nucleus before fission [12]. It is shown that taking into account the interaction of $Cl_{1,3} \Leftrightarrow Cl_{0,4}$ in IPET significantly reduces the effective fission barrier.

4. The results of testing the IPET theory are (i) obtaining predictions for the values of the critical temperatures of the phase transitions QGP $\leftrightarrow$ hadron gas, QGP $\leftrightarrow$ CGC, quarks $\leftrightarrow$ preons and (ii) adjusting formula (4) towards increasing the value of P to such that it corresponds to the experimental data [13] for the SASF of the nucleus ^{252}Cf :



1. S.O. Omelchenko. The hypothesis of phase transition from supersymmetric matter to ordinary one. In: XXXI Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research. Abstracts. Kyiv, Ukraine, May 27 - 31, 2024 (Kyiv, 2024) p. 42. (Ukr)
2. S.O. Omelchenko. Algebraic version of the critical phenomena theory in the vicinity of critical points. In: Proceedings of HEP-TEC-2025, Kyiv, Ukraine, January 21 - 22, 2025 (Kyiv, 2025).
3. S.O. Omelchenko, D.H. Braikovskiy. A new dynamic-algebraic model of the Universe formation and examples of its application. *Sci. Technol. Today* 2(43) (2025) 1015.
4. S.O. Omelchenko, D.H. Braikovskiy. Portal physics and the dynamic-algebraic model of the universe for studying critical phenomena. *Sci. Technol. Today* 3(44) (2025) 875.
5. S.O. Omelchenko, D.H. Braikovskiy. Hypothesis of a phase transition from supermatter to ordinary matter. *Sci. Technol. Today* 4(45) (2025) 1361. (Ukr)
6. S.O. Omelchenko, D.H. Braikovskiy. Model of inverse portal energy tunneling (IPET) and generalization of the Gamow formula for spontaneous asymmetric subbarrier nuclear fission. *Sci. Technol. Today* 4(45) (2025) 998.
7. R. Delanghe, F. Brackx, H. Serras. (Eds.). *Clifford Algebras and their Applications in Mathematical Physics* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1993) 485 p.
8. P. Lounesto. *Clifford Algebra and Spinors*. 2nd ed. (Cambridge: Cambridge University Press, 2001) 346 p.
9. J.H.M. Wedderburn. *Lectures on Matrices*. Vol. 17 (New York City: American Mathematical Society Colloquium Publications, 1934) 186 p.
10. T. Appelquist, A. Chodos, P.G. O. Freund. *Modern Kaluza-Klein Theories*. Frontiers in Physics. Vol. 65 (Menlo Park, California: Addison-Wesley, 1987) 302 p.
11. A. Bohr, B. Mottelson. *Nuclear Structure: Volume II – Nuclear Deformations* (Singapore: World Scientific, 1975) 584 p.
12. F.A. Ivanyuk, N. Carjan. Dumbbell shapes in the supersymmetric fission of heavy nuclei. *Phys. Rev. C* 110 (2024) 064616.
13. M. Birch, B. Singh, E. Browne. Nuclear Data Sheets for $A = 252$. Nuclear Data Sheets 185 (2023) 1.

АНАЛІЗ СИСТЕМАТИК ЕНЕРГІЙ ПІГМІ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ В АТОМНИХ ЯДРАХ

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

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Одним з найбільш важливих процесів в ядерних реакціях є гамма-випромінювання, яке супроводжує більшість ядерних реакцій. Процеси гамма-випромінювання та фотопоглинання в атомних ядрах можна описати за допомогою фотонних силових функцій [1 - 2]. Наявність пігми дипольного резонансу (ПДР) одночасно з гігантським дипольним резонансом може суттєво вплинути на поведінку таких функцій і тим самим на розрахунок спостережних характеристик ядерних реакцій [3, 4]. Особливо це важливо для аналізу розповсюдження хімічних елементів у Всесвіті [5]. Наразі існують мікроскопічні розрахунки для визначення параметрів ПДР, значення яких відрізняються до 30 %, разом з тим з'являються різні експериментальні дані (рис. 1). Мікроскопічні розрахунки дуже складні і займають багато часу. При складних розрахунках перерізів ядерних реакцій потрібно використання простих аналітичних виразів, що повинні узгоджуватися з наявними мікроскопічними розрахунками та експериментальними даними.

У даній роботі обчислені енергії ПДР на ізотопах Ni, Sn, Pb за допомогою аналітичних виразів, які були отримані з використанням двох моделей, а саме: 1) аналогом гідродинамічної моделі Штейнведеля - Йенсена, в якій рідина кору і надлишку нейтронів вібрують одна відносно іншої (SIS - модель) [6] та 2) аналогом моделі Гольдхабера - Теллера, коли нейтронно-надлишкова та протонна густини коливаються відносно їхнього загального центра мас [7].

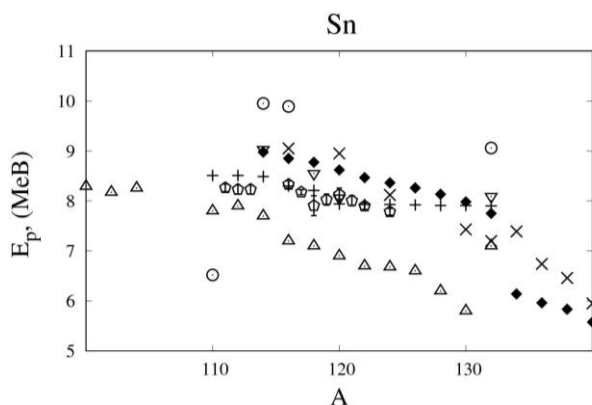


Рис. 1. Порівняння мікроскопічних розрахунків та експериментальних даних енергії ПДР для ізотопів олова $^{A}_{50}\text{Sn}$ залежно від масового числа. Символи відповідають даним з робіт: ◆ - [8], ▽ - [9], + - [10], Δ - [11], × - [12], ○ - [13], ⊙ - [14].

$a = 0,57$ фм, $N_c = N - N_s$ - кількість нейтронів у корі, а $A_c = Z + N_c$, величина $K = 57,3$ - розрахована при силі ефективної протон-нейтронної взаємодії $\kappa_{np} = -1828,23$ Мев·фм³ [16].

У наближенні $R_m \gg \rho a$ для енергії ПДР маємо:

$$E_p = K \left[Z / (3(Z + N_c)) \right]^{1/2} (1 - y \cdot R_m / (10a^2))^{1/2} A^{-1/6} \cong . \quad (2)$$

$$\cong K \left[Z / (3(Z + N_c)) \right]^{1/2} (1 - y \cdot R_m / (20a^2)) A^{-1/6} . \quad (3)$$

Відзначимо, що формула (3) збігається з відповідним виразом з роботи [7]. Товщина нейтронної шкіри визначалася лінійною функцією нейтронного надлишку $I = (N - Z) / A$ з коефіцієнтами, що залежали від масових чисел.

Для порівняння цих розрахунків з макроскопічними обчисленнями нами були виконані розрахунки за підходом [7] з надлишком нейтронів з роботи [15] (модель INW) та за моделлю SIS[6].

Вираз моделі INW [7] для енергії ПДР можна представити у вигляді:

$$E_p = K \left[\frac{1}{3} \frac{Z}{Z + N_c} \right]^{1/2} \left[\frac{6a}{yR_m} \Delta F(R_n, R_p) \right]^{1/2} A^{-1/6}, \quad (1)$$

де $y = \sqrt{5/3} \cdot \Delta r_{np}$ визначається через товщину нейтронної шкіри Δr_{np} , $\Delta F(R_n, R_p) = F(R_n, R_p) - F(R_p, R_p)$ із [7], $R_p = R_m - y/2$,

$$R_n = R_m + y/2, \quad R_m = r_m \cdot A^{1/3}, \quad r_m = 1,25 \text{ фм},$$

Результати обчислень порівнюються з мікроскопічними розрахунками [8] і наведені на рис. 2.

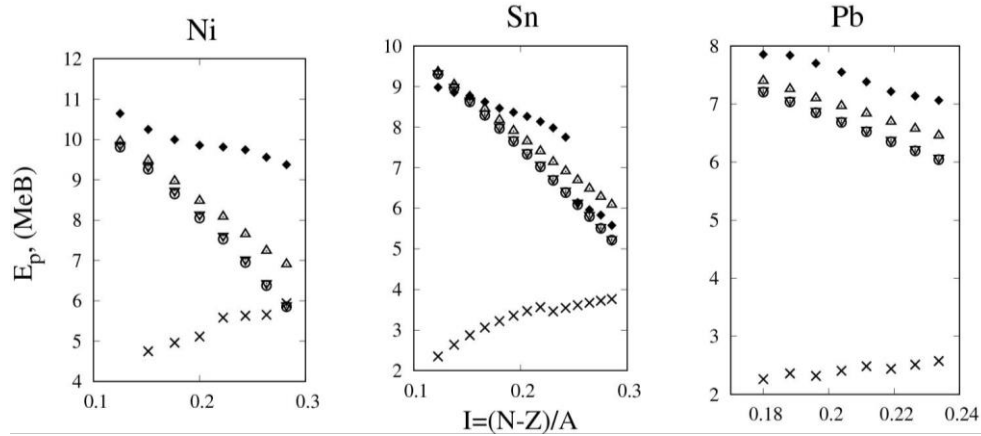


Рис. 2. Порівняння систематик енергій пігмі дипольного резонансу для ізотопів Ni, Sn, Pb з мікроскопічними розрахунками роботи [8] залежно від параметра нейтронно-протонної асиметрії $I = (N - Z) / A$. Позначення: $\blacklozenge$ - розрахунки за мікроскопічною моделлю [8]; $\times$ - обчислення за SIS моделлю; $\bigcirc$ - точний вираз (1) моделі INW; ∇ - наближена модель INW (формула (2)); $\blacktriangle$ - наближена модель INW (формула (3)).

Відзначимо, що на відміну від моделі SIS, обчислення за виразами точної (формула (1)) і наближеної (формули (2) і (3)) моделі INW досить добре узгоджуються з мікроскопічними розрахунками і демонструють зменшення енергії ПДР зі зростанням надлишку нейтронів. Тому модель INW може бути використана як систематика енергії ПДР в середніх і важких нейтронно-надлишкових ядрах.

В. А. Плюйко і О. М. Горбаченко вдячні 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. S. Goriely et al. Eur. J. Phys. A 55 (2019) 172.
2. S. Goriely, V. Plujko. Phys. Rev. C 99(1) (2019) 014303.
3. O. Gorbachenko et al. EPJ Web Conf. 239 (2020) 03012.
4. О. М. Горбаченко et al. Ядерна фізика та енергетика 24(1) (2023) 17.
5. M. Arnould et al. Phys. Rep. 450(4-6) (2007) 97.
6. Y. Suzuki et al. Prog. Theor. Phys. 83 (1990) 180.
7. P.V. Isacker et al. Phys. Rev. C 45 (1992) R13.
8. N. Paar et al. Phys. Lett. B 606(3-4) (2005) 288.
9. D. Vretenar et al. Nucl. Phys. A 692 (2001) 496.
10. J. Piekarewicz. Phys. Rev. C 73 (2006) 044325.
11. N. Tsoneva, H. Lenske. Phys. Rev. C 77 (2008) 024321.
12. E. Litvinova et al. Phys. Rev. C 79 (2009) 054312.
13. G. Co et al. Phys. Rev. C 87 (2013) 034305.
14. M. Markova et al. Phys. Lett. B 860 (2025) 139216.
15. C.J. Pethick et al. Nucl. Phys. A 606(1-2) (1996) 173.
16. S. Goriely et al. At. Data Nucl. Data Tabl. 77 (2001) 311.

CORRELATIONS EFFECT ON DRIVEN DYNAMICS OF COMPLEX QUANTUM SYSTEMS

S. V. Radionov

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

I study the perturbative response of a complex quantum system on time variations of a classical external variable Q . Such a study is important to clarify the nature of dissipative and fluctuating properties of large amplitude collective motion in highly-excited heavy nuclei.

The driven quantum dynamics is considered in the adiabatic basis of the system's Hamilton operator $\hat{H}[Q(t)]$. Within a random matrix approach, I derived a non-Markovian master equation for the occupancies $|a_{nn}|^2(t)$, of the adiabatic states:

$$\frac{d|a_{nn}|^2(t)}{dt} = -\dot{Q}(t) \int_0^t \dot{Q}(t') dt' \sum_{m \neq n} K(t-t') [|a_{nn}|^2(t') - |a_{mm}|^2(t')].$$

Here, the memory kernel, $K(t-t')$, is proportional to the distribution of the coupling matrix elements $(\partial \hat{H}(Q) / \partial Q)_{nm}$, which are treated as independent normally distributed random numbers with zero mean value and autocorrelation function:

$$\left\langle \left(\frac{\partial \hat{H}}{\partial Q} \right)_{nm}(Q) \left(\frac{\partial \hat{H}}{\partial Q} \right)_{n'm'}(Q') \right\rangle \propto \frac{1}{1 + ([E_n - E_m] / \Gamma)^2} \times \exp \left(-\frac{|Q - Q'|}{\xi} \right).$$

The spreading width Γ measures the overlap between the complex eigenstates of the system's Hamilton operator and the correlation width ξ is introduced to include into consideration possible correlations between the coupling matrix elements, caused by their dependence on the macroscopic variable $Q(t)$.

By requiring the constancy of an expectation value of the $\hat{H}[Q(t)]$, I obtained an equation of motion for the classical macroscopic variable $Q(t)$. This equation was then applied to a schematic description of the fission width and time of descent from the fission barrier of highly excited heavy nuclei. I measured the impact of the parameters of the coupling matrix elements' distribution on the nuclear fission observables.

SUBCRITICAL STATES OF ASYMMETRIC NUCLEAR MATTER

A. I. Sanzhur¹, S. Shlomo²

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

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

Caloric curve measurements [1] provide important information on the equation of state and liquid-vapor phase transition in nuclear matter. The plateau region of the caloric curve, that is, the dependence of temperature, T , on excitation energy per particle ε_{ex} , gives the signal of phase transition [2]. This flat region of the caloric curve is accompanied by an increase in energy fluctuations and demonstrates a departure from the Fermi-gas-like equation of state. On the base of statistical mechanics, it is possible to find signatures of liquid-vapor phase transition also for finite nuclear systems composed of a limited number of neutrons N and protons Z (small systems). Below we consider caloric curves for small nuclear systems and energy fluctuations for thermodynamic states along these curves. Calculations were performed at subcritical (i.e. below critical) values of temperature T and pressure P using the formalism of Isothermal-Isobaric Ensemble.

The partition sum Δ and the thermodynamic potential G (Gibbs free energy) for the system driven by the corresponding environmental variables are written as,

$$\Delta(N, Z, P, T) = \sum_V \exp \left[\left(-PV - F(N, Z, V, T) \right) / T \right], \quad G = -T \ln(\Delta). \quad (1)$$

Here, summation (integration) is carried out over volume V , $F = F(N, Z, V, T)$ stands for the free energy of a small nuclear system consisting of N neutrons and Z protons. It is assumed that free energy F can be scaled to a given particle composition $A = N + Z$ from the Thomas - Fermi free energy per particle $\phi_{\text{TF}}(\rho_n, \rho_p, T)$ [2] as $F = A\phi_{\text{TF}}(\rho_n, \rho_p, T)$, where $\rho_n = N/V$ and $\rho_p = Z/V$ are, respectively, the neutron and proton densities. In order to account for the situation that the system can be found in a two-phase thermodynamic state (liquid + vapor) the partition sum yields

$$\Delta(N, Z, P, T) = \sum_{N^{\text{liq}} + N^{\text{vap}} = N, Z^{\text{liq}} + Z^{\text{vap}} = Z, V^{\text{liq}}, V^{\text{vap}}} \exp \left[\left(-P(V^{\text{liq}} + V^{\text{vap}}) - F^{\text{liq}} - F^{\text{vap}} \right) / T \right], \quad (2)$$

where $F^{\text{liq}} = F(N^{\text{liq}}, Z^{\text{liq}}, V^{\text{liq}}, T)$, $F^{\text{vap}} = F(N^{\text{vap}}, Z^{\text{vap}}, V^{\text{vap}}, T)$, and superscripts “liq” and “vap” denote the liquid and vapor phases, respectively. The partition sum in Eq. (2) takes the account of particles redistributed between liquid and vapor phases provided the total number of neutrons and protons are fixed. The average value of energy, $\langle E \rangle$, and its dispersion (the energy fluctuation σ_E squared), $\sigma_E^2 = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$, are obtained from Gibbs free energy $G = -T \ln(\Delta)$ as

$$\langle E \rangle = G - T \frac{\partial G}{\partial T} - P \frac{\partial G}{\partial P}, \quad \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = -T^3 \frac{\partial^2 G}{\partial T^2} - 2PT^2 \frac{\partial^2 G}{\partial P \partial T} - P^2 T \frac{\partial^2 G}{\partial P^2}. \quad (3)$$

The excitation energy per particle ε_{ex} , needed for the determination of the caloric curve, $T(\varepsilon_{\text{ex}})$, is obtained from Eq. (3) as

$$\varepsilon_{\text{ex}} = (\langle E \rangle - E_{\text{gs}}) / A, \quad (4)$$

where E_{gs} is the ground state energy at $T = 0$ and a fixed value of P .

We have calculated the isobaric caloric curves, using $P = 0.05 \text{ MeV/fm}^3$, for several small nuclear systems having different particle numbers $A = 48, 120$, and 216 at the same asymmetry parameter $X = (N - Z) / A = 1/6$. By the neutron-proton composition, these systems correspond to ^{48}Ca , ^{120}Sn , and ^{216}Th nuclei. The calculation was carried out for the temperature interval $T = 5 \div 12 \text{ MeV}$ using KDE0v1 Skyrme nucleon-nucleon interaction [3]. The results for $A = 48, 120$, and 216 are shown in Fig. 1 by the

dash-dotted, dashed, and dotted lines, respectively. With the aim of comparison, the calculation at the same pressure and asymmetry parameter was carried out for infinite asymmetric nuclear matter (solid line in Fig. 1). Comparing the dot-dashed, dashed, and dotted lines with the solid one in Fig. 1 it is seen that the temperature in the middle of plateau region for the small systems is lower than that for infinite matter. Also, the results obtained for small systems are smooth and do not demonstrate fracture (derivative discontinuity) which is seen for infinite matter at bubble and dew points shown in Fig. 1 by arrows.

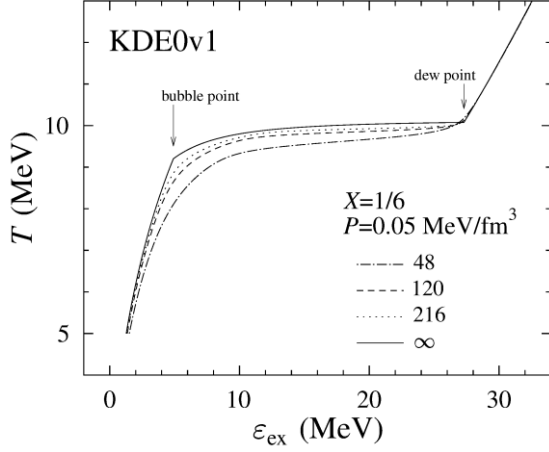


Fig. 1. Isobaric caloric curves $T(\varepsilon_{\text{ex}})$ obtained at pressure $P=0.05 \text{ MeV/fm}^3$ and neutron-proton asymmetry parameter $X=1/6$. Dot-dashed, dashed, and dotted lines present the results for small nuclear systems with $A=48, 120$, and 216 , respectively. A solid line gives the result in the case of infinite matter. The positions of bubble and dew points of infinite matter are shown by arrows. Calculations were carried out using KDE0v1 Skyrme nucleon-nucleon interaction [3].

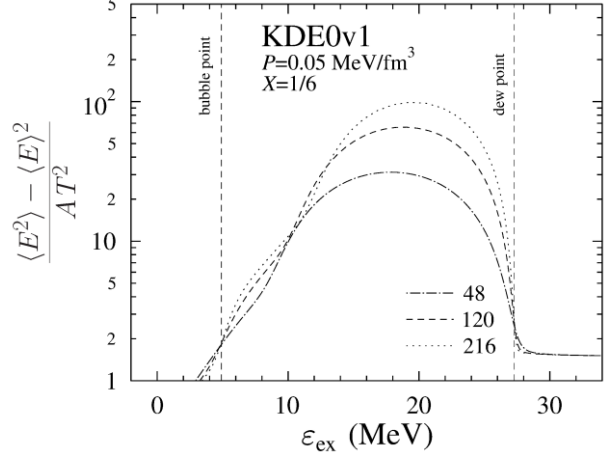


Fig. 2. The energy dispersion per particle over the square of temperature versus the excitation energy per nucleon ε_{ex} , see Eqs. (3) and (4). Results are obtained for small nuclear systems with $A=48$ (dot-dashed line), 120 (dashed line), and 216 (dotted line) along the corresponding caloric curves, see Fig. 1. The range of ε_{ex} between bubble and dew points (vertical dashed lines) corresponds to the coexistence of liquid and vapour phases for the case of infinite nuclear matter.

We also obtained the energy dispersion $\sigma_E^2 = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$ by means of Eq. (3). As seen from Eq. (3) the calculation of the dispersion and, consequently, the fluctuation of energy requires the values of second derivatives of the Gibbs thermodynamic potential G with respect to the temperature and pressure. Fig. 2 presents the energy dispersions for small nuclear systems with $A=48, 120$, and 216 as functions of excitation energy per particle along the corresponding caloric curves shown in Fig. 1. Fig. 2 demonstrates the increase of energy dispersions in the two-phase region of excitation energies between bubble and dew points. Such an increase, together with the plateau region in caloric curve $T(\varepsilon_{\text{ex}})$, gives the signature of the occurring phase transition. The presented results for small nuclear systems could be valuable to give an idea of the excitation energy range where to expect the observation of liquid-vapor phase transition.

1. J.B. Natowitz et al. Phys. Rev. C 65 (2002) 034618.
2. V.M. Kolomietz, S. Shlomo. *Mean Field Theory* (Singapore: World Scientific, 2020) 565 p.
3. B.K. Agrawal, S. Shlomo, V. Kim Au. Phys. Rev. C 72 (2005) 014310.

ГАЛЬМІВНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ В НУКЛОН-ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ У КОМПАКТНИХ ЗОРЯХ

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

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

У доповіді представлено перше дослідження випромінювання гальмівних фотонів при нуклон-ядерних реакціях у середовищі компактних зір [1]. Варто відзначити, що раніше таке фізичне явище у компактних зорях ще ніколи не вивчалось. У дослідженні аналізується переріз випромінювання гальмівних фотонів і його залежність від різних факторів середовища компактних зір.

У дослідженні було розглянуто розсіяння нуклонів на ядрах у компактній зорі, яке супроводжувалося випромінюванням гальмівних фотонів. Було вперше досліджено вплив густини середовища компактної зорі на переріз гальмівного випромінювання. Для цього було узагальнено модель гальмівного випромінювання [2, 3] де до взаємодії між нуклонами ядра включено новий доданок, який описує вплив зоряного середовища (у рамках моделі деформованих осциляторних оболонок). Для розрахунків використовувалися різні рівняння стану середовища компактної зорі.

Спочатку нова модель була перевірена на основі відомих експериментальних даних гальмівного випромінювання при розсіянні протонів на ядрах ^{197}Au при енергії пучка 190 MeV [2, 3]. Для подальшого застосування моделі до умов зір було узагальнено існуючу квантово-механічну модель деформованих осциляторних оболонок ядра з двонуклонними силами та уведено новий доданок, що описує вплив зоряного середовища на ядро. Багато властивостей гальмівного випромінювання, що випромінюється при ядерних процесах у середовищі компактних зір, було досліджено вперше. А саме, отримано спектри фотонів при розсіянні протонів та нуклонів на ядрах ^4He , ^8Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{40}Ca , ^{56}Fe залежно від густини зоряного середовища.

При аналізі було виявлено, що середовище білих карликів мало впливає на характеристики гальмівного випромінювання. Також ця модель дає змогу описати випромінювання гальмівних фотонів в ядерних реакціях на Сонці з достатньо високою точністю. При цьому, аналіз показав, що є істотний вплив середовища нейтронних зір на характеристики гальмівного випромінювання. Так, гальмівне випромінювання при нуклон-ядерних реакціях істотно змінюється залежно від густини матерії та структури зорі.

1. S.P. Maydanyuk, Ju-Jun Xie, K.A. Shaulskyi. Bremsstrahlung emission from nucleon-nucleus reactions in dense medium of compact stars. *Chinese Phys. C* 49 (2025) 044105.
2. S.P. Maydanyuk. Enhancement of incoherent bremsstrahlung in proton-nucleus scattering in the Δ -resonance energy region. *Phys. Rev. C* 107 (2023) 024618.
3. S.P. Maydanyuk, P.-M. Zhang. New approach to determine proton-nucleus interactions from experimental bremsstrahlung data. *Phys. Rev. C* 91 (2015) 024605.

МОНІТОРИНГОВА СИСТЕМА ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb (CERN) ДЛЯ УМОВ ВИСОКОЇ СВІТНОСТІ ВЕЛИКОГО АДРОННОГО КОЛАЙДЕРА

І. Вороніцький^{1,2}, В. Кива¹, В. Пугач¹, С. Чернишенко¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Триває підготовка наступної модернізації експерименту LHCb, UPGRADE-II, для серій фізичних вимірювань Run 4 (2029 - 2033 pp.) та Run 5 (2026 - 2040 pp.). Світність зіткнень протон-протонних пучків Великого Адронного Колайдера (БАК) в області взаємодій LHCb IP-8 досягне рівня $1,5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [1], що в п'ять разів вище світності в серії Run 3 (2022 - 2026 pp.).

З метою забезпечення високої ефективності довготривалого накопичення фізичних даних в умовах надвисоких радіаційних навантажень в експерименті LHCb функціонують три незалежних системи моніторингу умов зіткнення пучків та фону. В їхньому числі система радіаційного моніторингу RMS-R3 (Radiation Monitoring System, серсія Run 3), розроблена та виготовлена в ІЯД НАН України на основі оригінальної технології металево-фольгових детекторів [2]. Ця надійно функціонуюча система стала важливим інструментом для забезпечення стабільного та ефективного функціонування експерименту LHCb [3]. Он-лайн дані RMS-R3 використовуються для моніторингу миттєвої світності, положення області взаємодії пучків, а також для контролю фонових умов [4]. Розглянувши різні варіанти побудови нової системи моніторингу RMS-R4, було визнаним за доцільне створити її перший прототип простим масштабуванням конструкції RMS-R3 із обґрунтованою ідеєю зберегти досягнуту прецизійність її роботи. Орієнтуючись на п'ятикратне зростання світності, площа металевих фольгових детекторів (МФД) була пропорційно зменшена. Це дає змогу використання усього тракту проходження сигналів від потоків заряджених частинок з області взаємодії та фону у добре досліджених умовах функціонування RMS-R3.

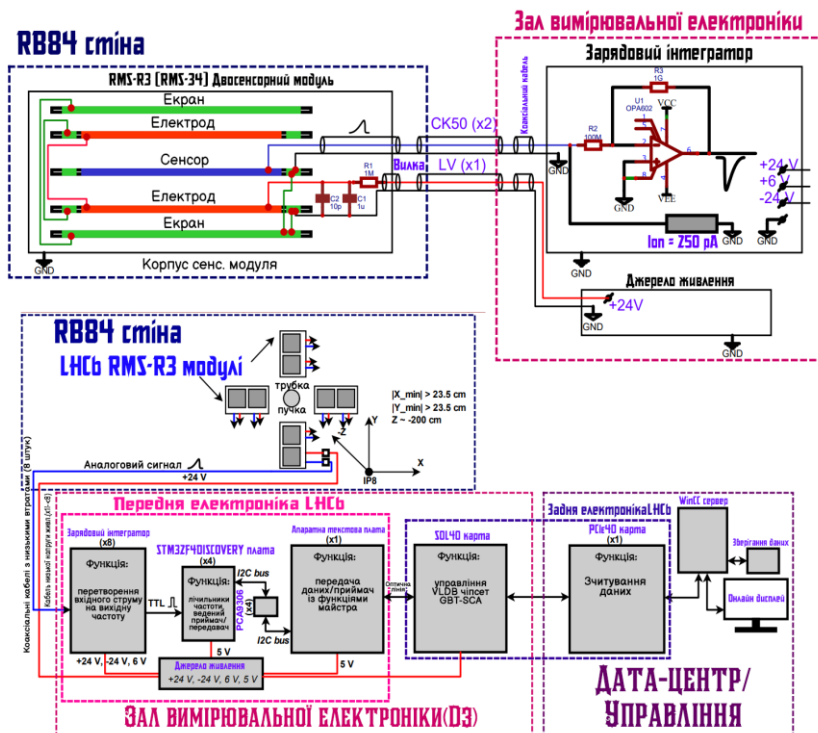


Рис. 1. Верхня панель: принципова блок-схема детекторних модулів RMS-R3. Середня панель: принципова блок-схема передньої електроніки (FEE), з пристроями в приміщенні для лічильників D3, показаними ліворуч. Нижня ліва панель: детальна схема детекторів RMS-R3, встановлених на стіні RB84, що ілюструє структуру одного детекторного модуля. Нижня права панель: приміщення для підрахунку, розташовані на відстані 100 м від детекторних модулів, підключені спеціальними кабелями до високочутливої електроніки.

Рис. 1 ілюструє структуру та лінії транспорту сигналів повної конструкції восьмидетекторного комплексу системи RMS-R3, передбачуваного для застосування із системою RMS-R4.

На рис. 2 наводяться результати тестування стабільності роботи створеного прототипу детекторного модуля (два МФД) системи RMS-R4.

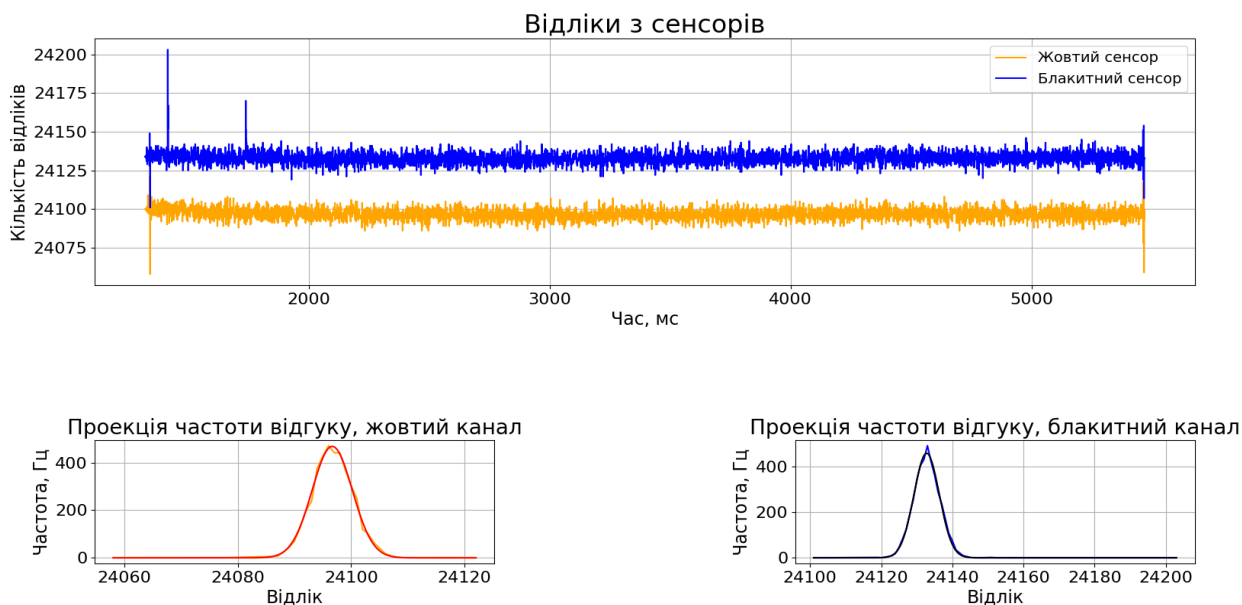


Рис. 2. Залежність кількості відліків, зафіксованих модулем на обох сенсорах, від тривалості збору даних. Два нижні графіки – проекції відгуків та апроксимація цих проекцій методом Гауса.

На рис. 2 зображено отримані модулем дані. Вимірювання проводилися в ізольованому, заземленому та захищеному алюмінієвою фольгою контейнері, для запобігання впливу різного роду фоновим шумам із середовища. Даний графік показує високу стабільність роботи модуля, а розраховані за допомогою апроксимації методом Гауса дані на графіках відгуку модуля (близько 5 Гц – повна ширина розподілу подій на половині висоти), показують прецизійність його роботи. Система RMS-R3 була калібрована, використовуючи бета-джерело ^{90}Sr у ЦЕРНі. Калібрувальний коефіцієнт між вихідною частотою МФД та кількістю частинок, що потрапляють на його площу, був визначений як 550 ± 180 частинок/датчик/Гц, де похибка 33 % переважно зумовлена 30 % невизначеністю активності бета-джерела. Ми оцінюємо чутливість МФД системи RMS-R4 на такому ж рівні. Більш точні дані будуть виміряні на пучку електронів з енергією 2 MeV, як джерела мінімально іонізуючих частинок.

Проведені дослідження показали високу стабільність, чутливість та точність роботи нового прототипу сенсорного модуля RMS-R4, розробленого для майбутніх фаз експерименту LHCb. Зменшення активної площі сенсора дало змогу адаптувати систему до підвищених рівнів світимості без втрати якості функціонування.

1. E.M. Niel (on behalf of the LHCb collaboration). LHCb upgrades. 12th Large Hadron Collider Physics Conference – LHCP. Boston, June 3 - 7, 2024.
2. V. Pugatch et al. Metal foil detectors and their applications. *Nucl. Instrum. Methods* 535 (2004) 566
3. V. Pugatch et al. Metal Foil Detectors assembly for the beam and background monitoring in the LHCb experiment. [arXiv:2503.13629](https://arxiv.org/abs/2503.13629) [hep-ex]
4. V. Dobishuk et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2374 (2022) 012005.

ПРЕДСТАВЛЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ ДО МІЖНАРОДНОЇ БІБЛІОТЕКИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ З ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ EXFOR

О. О. Грицай, О. І. Кальченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Експериментальні дані є основою для створення бібліотек оцінених ядерних даних, необхідних для проведення технологічних ядерно-фізичних розрахунків у галузі атомної енергетики, ядерної фізики та прикладних застосувань, а також для перевірки теорій та гіпотез теоретичної ядерної фізики. Саме тому доступ до експериментальних ядерних даних, отриманих у будь-яких куточках світу, було, є і буде актуальним як для розвитку фундаментальної ядерної фізики, так і для прикладних задач.

Накопичення експериментально отриманих даних та обмін цією інформацією між науковими центрами було започатковано в різних країнах світу ще в кінці 40-х років минулого століття. Згодом, у середині 60-х років, під егідою ООН було підписано угоду про створення чотирьох регіональних центрів ядерних даних, основною задачею яких був збір експериментальних даних із закріпленого за центром регіону та передача цих даних до інших центрів. Для полегшення обміну даними, уніфікації представлення експериментальних даних різними центрами в 1970 р. було створено першу версію «мови» EXFOR (EXchange FORmat), яка постійно розвивається і доповнюється, оскільки в світі постійно проводяться нові експерименти та з'являються нові типи експериментальних даних. З часом, із різким зростанням обсягу експериментальних даних, виникла потреба у збиранні не лише даних щодо взаємодії нейтронів із ядрами, а й експериментальних результатів для заряджених частинок та гамма-квантів. У зв'язку з цим у різних країнах почали створюватися національні центри ядерних даних, основним завданням яких став збір експериментальних даних, отриманих вітчизняними вченими, їхнє оформлення у форматі EXFOR та передання до міжнародної бібліотеки експериментальних ядерних даних.

На сьогодні в світі існує 13 центрів ядерних даних [1, 2] (чотири з них досі називають регіональними), один з цих центрів Український центр ядерних даних (УкрЦЯД) [3]. З 1998 р. він входить до мережі центрів ядерних даних МАГАТЕ, і основною задачею якого є компіляція експериментальних ядерних даних, отриманих українськими вченими, і передача їх до Секції ядерних даних МАГАТЕ для подальшого введення до міжнародної бази експериментальних даних з ядерних реакцій EXFOR.

У табл. 1 представлено статистичну інформацію про вміст міжнародної бази експериментальних даних з ядерних реакцій EXFOR на 30 квітня 2025 р.

Таблиця 1. Статистична інформація для EXFOR на 30 квітня 2025 р. [4]

Кількість ENTRY	25302	Кількість експериментальних робіт
Кількість SUBENT	168818	Кількість таблиць даних (може вміщувати дані більше, ніж для однієї реакції)
Кількість наборів даних	185406	Кількість таблиць даних для реакцій
Кількість даних	20389766	Повна кількість даних

На сьогодні в EXFOR вводяться 27 типів експериментальних ядерних даних (перерізи, парціальні диференціальні перерізи залежно від кута, диференціальні перерізи залежно від кута, парціальні диференціальні перерізи залежно від енергії) [4].

Перелік інформації з експериментальних даних, отриманих українськими вченими та введених в EXFOR співробітниками УкрЦЯД протягом червня 2024 р. – квітня 2025 р. наведено в табл. 2. Як видно з таблиці, ми зобов'язані вводити результати експериментальних робіт українських вчених, опублікованих не лише в періодичних українських виданнях, а й у будь-яких світових виданнях. За правилами введення в EXFOR [5] ми систематично повинні переглядати українські періодичні видання, перелік яких наведено в табл. 3, та щомісячно надсилати інформацію про відсутність чи наявність в них нових чи повторно опублікованих експериментальних даних, в разі останнього реєструвати ці роботи під відповідними номерами (Entry). Інформацію про публікації в закордонних виданнях доволі часто надають автори робіт, якщо ні, то згодом цю інформацію надає нам СЯД МАГАТЕ, але в такому випадку введення даних у EXFOR відбувається з деяким запізненням.

Таблиця 2. Назви журналів, дати випуску, перший автор та номер ентрі в EXFOR експериментальних даних, отриманих українськими вченими та введені в EXFOR протягом червня 2024 р. - квітня 2025 р.

Назва журналу	Дата випуску	Перший автор	Номер ентрі
Український фізичний журнал	1994	L.L. Litvinskiy	32252+spectra
Ядерна фізика та енергетика	2020	S. Yu. Mezhevych	D5189
Питання атомної науки і техніки	2024	I.S. Timchenko	G4109
	2024	Ye. Skakun	G4110 Curve
East European Journal of Physics	2024 - 2025(1)		–
Конференція NPAE 2012	2012	O.O. Gritzay	32238+spectra
Phys. Lett. B	2024	Ih. Kadenko	32253+spectra
Nuclear Physics A	2024	A.M. Savrasov	32254
Sov. J. Nucl. Phys.	1991	A.S. Goncharov	D5204 Curve
	1992	A.S. Dem'yanova	D5205 Curve
Phys. Rev. C	2021	A.T. Rudchik	D5206 Curve
	2022	A. T. Rudchik	D5207 Curve
Applied Radiation and Isotopes	2022	B.M. Bondar	D5208
	2023	V.I. Kirischuk	D5209
Physica Scripta	2024	S.Yu. Mezhevych	D5210
Acta Physica Polonica B	2020	S.Yu. Mezhevych	D5189
Eur. Phys. J.	2020	O. Bezshyyko	G4111
	2022	V.A. Zheltonozhsky	G4112
	2024	I.S. Timchenko	G4113
Atomic Data and Nuclear Data Tables	2024	I.S. Timchenko	G4114
Radiation Physics and Chemistry	2024	V.O. Zheltonozhsky	G4115

Таблиця 3. Українські періодичні видання, що підлягають щомісячному перегляду на вміст даних для введення в EXFOR

Назва журналу	Мнемокод в EXFOR	Періодичність (вип. на рік)
Український фізичний журнал	UFZ	12
Ядерна фізика та енергетика	YFE	4
Питання атомної науки і техніки	VAT/I	6
East European Journal of Physics	EEJP	4

Наразі існує декілька обов'язкових правил введення даних в EXFOR. Для швидкого і якісного введення в EXFOR експериментальних даних автори мають надавати вичерпну інформацію в своїх публікаціях. Доповідь містить основні вимоги до подання даних у форматі EXFOR, що, як очікується, полегшить авторам підготовку публікацій та сприятиме оперативному і якісному внесенню інформації до міжнародної бази даних.

1. N. Otuka, D.L. Smith. Documentation of uncertainties in experimental cross sections for EXFOR. [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/x4stat/exfor_stat.htm
5. <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/item.php?key=indc-nds-0902>

Схема живиться напругою +5 В, але для роботи SiPM треба значно більшу напругу. Тому було використано мікросхему step-up DC/DC перетворювача AP3015 [4], яка має невеликий струм живлення, широкий діапазон вхідних напруг, низький температурний коефіцієнт.

Для вимірювання температури використовується прецизійний сенсор LM35 [5] з малою похибкою і високою лінійністю перетворення, близькими до платинових резистивних температурних детекторів (RTD). Напруга зсуву створюється за допомогою прецизійного джерела напруги з низьким шумом ADR421 фірми Analog Devices. Операційний підсилювач U4 остаточно формує напругу зсуву фотопомножувача з урахуванням температурної компенсації.

1. Introduction to the Silicon Photomultiplier (SiPM). Onsemi. [Publication Order Number: AND9770/D \(2023\)](#).
2. AFBR-S4N44P014M. NUV-MT Silicon Photomultiplier. [Broadcom](#).
3. Silicon Photomultiplier Sensors (SiPM), C-Series. [Onsemi](#).
4. AP3015 Datasheet. BCD Semiconductor Manufacturing Ltd. [Electronic Components Datasheet Search](#).
5. LM35 Datasheet. Precision Centigrade Temperature Sensor. National Semiconductor. [Electronic Components Datasheet Search](#).

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ $h_{11/2}$ -ІЗОМЕРІВ НА ЯДРАХ КАДМІЮ, ОЛОВА І ТЕЛУРУ В (γ, n) -РЕАКЦІЇ

В. О. Желтоножський¹, А. М. Саврасов¹, П. С. Деречкей²,
В. Т. Маслюк², Л. В. Садовніков¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Фотоядерні реакції з вильотом нейтрона в області енергії гігантського дипольного резонансу (ГДР) [1] протягом останніх десятиліть досліджувалися доволі ретельно для різних ядер. Натомість експериментальні дані щодо (γ, n) -реакцій із заселенням ізомерних станів є значно обмеженими, причому такі стани в ядрах кадмію, телуру та олова взагалі не досліджувалися. Отримання даних про заселення цих ізомерів дасть змогу не лише з'ясувати механізми перебігу зазначених реакцій, а й поглибити розуміння структури збуджених рівнів поблизу енергій ізомерних станів. Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів напрацювання ядер $^{119}\text{Te}^m$, $^{121}\text{Te}^m$, $^{123}\text{Te}^m$, $^{125}\text{Te}^m$, $^{127}\text{Te}^m$, $^{129}\text{Te}^m$, $^{111}\text{Cd}^m$, $^{115}\text{Cd}^m$ та $^{117}\text{Sn}^m$ в (γ, n) -реакції при опроміненні мішеней металічного кадмію, телуру та олова гальмівними гамма-квантами з енергією в області ГДР.

Дослідження середньозважених виходів проводилося активаційним методом на гальмівному γ -пучку для електронів з максимальною енергією 17,5 МеВ на мішенях природного металічного танталу, золота, кадмію, телуру та олова. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 8 см розміщувалися досліджувані мішені. Мішені золота та танталу використовувалися для отримання потоку гальмівних γ -квантів за допомогою 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. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань у низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опромінених мішеней вимірювалися на двох гамма-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". Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,9 кеВ на γ -лінії 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 ядер $^{119}\text{Te}^m$, $^{121}\text{Te}^m$, $^{123}\text{Te}^m$, $^{125}\text{Te}^m$, $^{127}\text{Te}^m$, $^{129}\text{Te}^m$, $^{111}\text{Cd}^m$, $^{115}\text{Cd}^m$, $^{117}\text{Sn}^m$, ^{196}Au та ^{180}Ta як за величиною енергії, так і за періодом напіврозпаду. Зокрема на рисунку показано фрагмент γ -спектра опроміненої мішені металічного телуру.

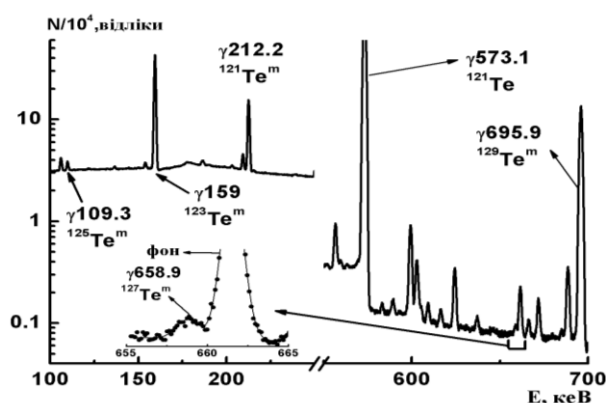


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованої мішені природного металічного телуру. Його маса 3,5 г. Тривалість опромінення 2 год, тривалість витримки 11 діб, час вимірювання 18 діб.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду Geant4 [3]. 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 в 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).

Для середньозважених виходів $\left(\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}} \right)$, розрахованих як згортка теоретичних перерізів, отриманих з коду TALYS-1.96 з гальмівним γ -спектром, похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектра в коді Geant4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних гамма-квантів.

Середньозважені виходи (γ , n)-реакцій на ядрах телуру, кадмію та олова

Реакція	Q, MeV	$\langle Y \rangle$, мбн	
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$
$^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}^{\text{m}}$	9,8	12,5(17)	6,70(33)
$^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121}\text{Te}^{\text{m}}$	7,3	12,3(12)	7,60(38)
$^{124}\text{Te}(\gamma, n)^{123}\text{Te}^{\text{m}}$	7,4	32,3(29)	17,3(9)
$^{126}\text{Te}(\gamma, n)^{125}\text{Te}^{\text{m}}$	10,9	65,1(66)	14,3(7)
$^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127}\text{Te}^{\text{m}}$	7,3	16,7(30)	11,1(6)
$^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}^{\text{m}}$	8,5	26,7(56)	13,8(7)
$^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111}\text{Cd}^{\text{m}}$	9,8	5,6(5)	4,90(25)
$^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115}\text{Cd}^{\text{m}}$	8,9	8,9(32)	9,3(5)
$^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117}\text{Sn}^{\text{m}}$	9,6	5,1(4)	9,2(5)

Похибка потоку гальмівних γ -квантів у переважній більшості випадків є домінуючою при розрахунку середньозважених виходів $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$ і знаходиться в межах 7 %. У нашому випадку похибки визначення квантових виходів у більшості випадків становили менше 1 %, оскільки ми використовували найбільш інтенсивні γ -лінії, статистична похибка визначення площ піків знаходилася в межах 1 - 6 %. Похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2 - 3 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка середньозважених виходів знаходилася в межах 8 - 10 %. Окремі невизначеності, які значно перевищують 10 % пов'язані зі значною похибкою квантових виходів деяких γ -квантів.

Як видно з таблиці, середньозважені виходи більшості (γ , n)-реакцій на ядрах телуру перевищують теоретичні дані у 1,5 - 2 рази. Це свідчить про значний внесок нестатистичних процесів у механізм перебігу даних реакцій. Натомість для ізотопів кадмію домінує статистичний механізм, оскільки теоретичні дані збігаються з експериментальними в межах похибки експерименту. Реакція $^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117}\text{Sn}^{\text{m}}$ потребує додаткового аналізу.

1. Yu.P. Gangrsky, V.M. Mazur. Physics of Particles and Nuclei 33(1) (2002) 158.
2. M.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (Kyiv: Institute for Nuclear Research, 2000) 14 p. (Unpublished).
3. S. Agstinelli et al. Nucl. Instrum. Methods A 506 (2003) 250.
4. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4B. Report No. LA-12625-M (New Mexico, Los Alamos National Laboratory, 1997).
5. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. Jour. 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 Nucl. Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September - 1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.

ДОСЛІДЖЕННЯ (γ, p) -РЕАКЦІЇ НА КАДМІЇ ТА ТЕЛУРІ ПРИ ГРАНИЧНІЙ ЕНЕРГІЇ ГАЛЬМІВНИХ ГАММА-КВАНТІВ 17,5 МеВ

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

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, n) -реакцій. Причиною цього є високий кулонівський бар'єр, який значно знижує їхній переріз. Тому вивчення даних реакцій дасть змогу пролити світло на механізми їхнього перебігу. Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів утворення ядер $^{111}\text{Ag}^{m+g}$, ^{112}Ag та $^{113}\text{Ag}^{m+g}$ у (γ, p) -реакції на ядрах кадмію, а також ядер $^{122}\text{Sb}^{m+g}$, $^{124}\text{Sb}^{m+g}$, ^{127}Sb та $^{129}\text{Sb}^{m+g}$ у (γ, p) -реакції на ядрах телуру при опроміненні мішеней із природного металевого кадмію та телуру гальмівними γ -квантами з енергією в області гігантського дипольного резонансу.

Дослідження середньозважених виходів проводилося активаційним методом на гальмівному γ -пучку для граничної енергії гальмівних γ -квантів ($E_{\text{гр}}$) 17,5 МеВ. В якості моніторних мішеней використовувалися зразки природного металічного танталу та золота. До них додавалися мішені металічного кадмію та телуру. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 8 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. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань у низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опромінених мішеней вимірювалися на двох гамма-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 [1] надійно виділено γ -переходи, які супроводжують розпад $^{111}\text{Ag}^{m+g}$, ^{112}Ag , $^{113}\text{Ag}^{m+g}$, $^{122}\text{Sb}^{m+g}$, $^{124}\text{Sb}^{m+g}$, ^{127}Sb , $^{129}\text{Sb}^{m+g}$, ^{196}Au та ^{180}Ta . Зокрема на рисунку показано фрагменти γ -спектра опроміненої мішені кадмію.

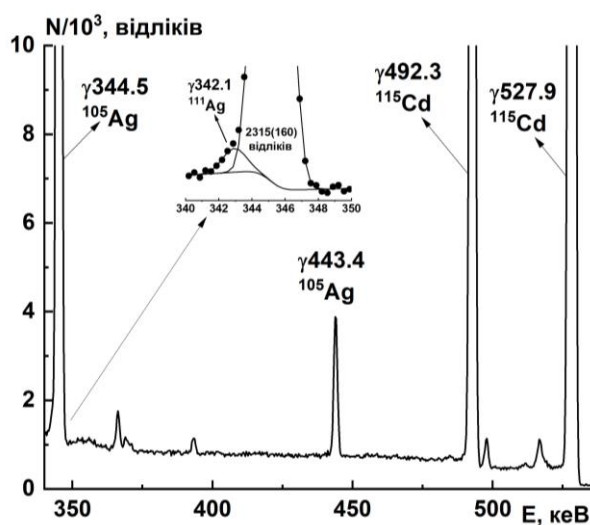


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованої мішені металічного кадмію природного ізотопного складу. Його маса 1,8 г. Тривалість опромінення 2 год, період витримки 8 діб, тривалість вимірювання 8 діб.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду Geant4 [2]. 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 [3].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [4] були розраховані експериментальні значення середньозважених виходів досліджуваних реакцій $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$, які наведені в таблиці.

Було проведено моделювання досліджуваних реакцій у рамках програмного

коду TALYS-1.96 [5]. 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 телуру та кадмію

Реакція	Q, MeV	$\langle Y \rangle$, мкбн	
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$
$^{112}\text{Cd}(\gamma, p)^{111}\text{Ag}^{m+g}$	9,6	88(10)	8,3(4)
$^{113}\text{Cd}(\gamma, p)^{112}\text{Ag}$	9,7	25,0(23)	1,60(8)
$^{114}\text{Cd}(\gamma, p)^{113}\text{Ag}^{m+g}$	10,3	54(16)	1,70(9)
$^{123}\text{Te}(\gamma, p)^{122}\text{Sb}^{m+g}$	8,1	92,0(82)	30,0(15)
$^{125}\text{Te}(\gamma, p)^{124}\text{Sb}^{m+g}$	8,7	20,2(18)	12,0(6)
$^{128}\text{Te}(\gamma, p)^{127}\text{Sb}$	9,6	4,4(5)	1,00(5)
$^{130}\text{Te}(\gamma, p)^{129}\text{Sb}^{m+g}$	10	3,1(6)	0,110(5)

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 кодi Geant4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних гамма-квантів, оскільки теоретичні виходи розраховуються як згортка модельованого гальмівного γ -спектра з теоретичними перерізами для монохроматичних гамма-квантів з кроком 1 MeV.

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 і перебувала в межах 4 - 28 %. Загальна похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2 - 3 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка експериментальних середньозважених виходів знаходилася в межах 9 - 29 %.

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

1. M.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (Kyiv: Institute for Nuclear Research, 2000) 14 p. (Unpublished).
2. S. Agstinelli et al. Nucl. Instrum. Methods A 506 (2003) 250.
3. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4B. Report No. LA-12625-M (New Mexico, Los Alamos National Laboratory, 1997).
4. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. Jour. A 57 (2021) 121.
5. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the Inter. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September - 1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ ^{67}Cu В (γ, p) -РЕАКЦІЇ

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

^{67}Cu є важливим радіонуклідом у ядерній медицині і є надзвичайно ефективним при терапії раку. Його ефективність у сотні разів перевищує усі відомі на сьогоднішній день способи радіотерапевтичного лікування раку внаслідок зручного періоду напіврозпаду ($T_{1/2} = 61,8$ год) та випромінювання низькоенергетичних електронів. Ядра ^{67}Zn , на який розпадається ^{67}Cu швидко виводяться з організму з сечовиною. Оскільки природну суміш міді складають два ізотопи ^{63}Cu та ^{65}Cu , то даний радіонуклід неможливо отримати безпосередньо в (n, γ) -реакції на теплових нейтронах. Основним способом отримання ^{67}Cu на сьогоднішній день є опромінення оксиду цинку збагаченого ^{68}Zn та ^{70}Zn протонами на лінійних та циклічних прискорювачах. Водночас залишається актуальним завдання пошуку реакцій, що призводять до напрацювання ^{67}Cu . Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходів напрацювання ядер ^{67}Cu в (γ, p) -реакції при опроміненні мішеней бетону зі значним вмістом цинку гальмівними гамма-квантами з енергією в області гігантського дипольного резонансу. Дана реакція досліджувалася для гальмівних γ -квантів з граничною енергією вищою 30 MeV (див. роботу [1] та посилання в ній).

Дослідження середньозважених виходів проводилося з використанням активаційного методу на гальмівному γ -пучку мікротрона М-30 для граничних енергій гальмівних γ -квантів ($E_{\text{гр}}$) 17,5 та 19,5 MeV. Для обох $E_{\text{гр}}$ в якості моніторних мішеней використовувалися зразки природного металічного танталу та золота. До них додавалася мішень порошкоподібного бетону. У якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстанях 8 - 42 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 $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, експериментальні перерізи яких реакцій добре відомі для монохроматичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань у низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опромінених мішеней вимірювалися на двох гамма-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 [2] з високою статистичною точністю виділено γ -переходи, що супроводжують розпад ^{65}Zn та ^{67}Cu . Зокрема на рисунку показано фрагмент γ -спектра опроміненої мішені подрібненого бетону при $E_{\text{гр}} = 17,5$ MeV.

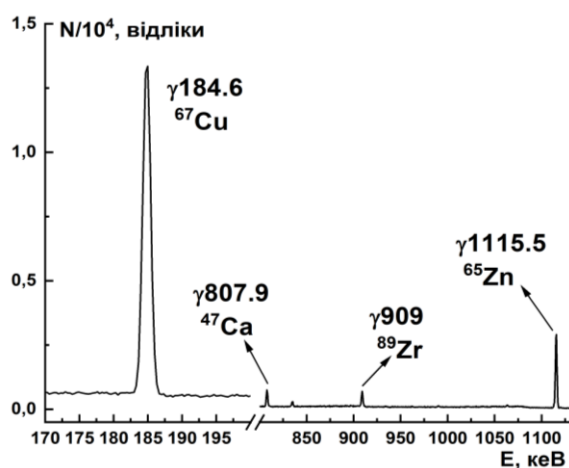


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованої мішені подрібненого бетону при $E_{\text{гр}} = 17,5$ MeV. Його маса 7,5 г. Тривалість опромінення 2 год, тривалість витримки 50 год, час вимірювання 19 год.

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

Оскільки вміст цинку в бетоні невідомий, експериментальні значення відношень середньозважених виходів реакцій $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ до $^{66}\text{Zn}(\gamma, n)^{65}\text{Zn}$ були розраховані з використанням стандартних формул активаційного аналізу [5]. Після цього дані відношення були перераховані з врахуванням вмісту ^{68}Zn у природній ізотопній суміші і отримані відношення $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ до $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$.

Було проведено моделювання досліджуваних реакцій у рамках програмного коду TALYS-1.96 [6]. Розраховані теоретичні середньозважені виходи реакцій $^{66}\text{Zn}(\gamma, n)^{65}\text{Zn}$ та $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$ узгоджуються з експериментальними даними роботи [7]. Враховуючи результати моделювання та отримані відношення, були розраховані середньозважені виходи реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, що становили 250(15) та 650(46) мкб при $E_{\text{гр}} = 17,5$ та $19,5$ MeV відповідно.

Для середньозважених виходів, які розраховувалися за даними коду TALYS-1.96, похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектра в кодi Geant4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних гамма-квантів.

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 експериментальних середньозважених виходів знаходилася в межах 6 - 7 %, домінуючою при цьому є невизначеність теоретичного середньозваженого виходу реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$.

Середньозважений вихід реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ виміряний нами вперше при даних граничних енергіях гальмівних гамма-квантів. Причому при $E_{\text{гр}} = 19,5$ MeV він порівняний з перерізом, отриманим у роботі [1] при $E_{\text{гр}} = 30$ MeV, і це дає змогу напрацьовувати значну кількість ядер ^{67}Cu на відносно дешевому в експлуатації мікротроні M-30.

1. G.N. Hovhannisyan, T.M. Bakhshian, R.K. Dallakyan. Nucl. Instrum. Methods B 498 (2021) 48.
2. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum manual (2000).
3. S. Agstinelli et al. Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res A 506 (2003) 250.
4. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4B. Report No. LA-12625-M (New Mexico, Los Alamos National Laboratory, 1997).
5. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. Jour. A57 (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 Nucl. Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September - 1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.
7. A.M. Goryachev, G.N. Zalesnyy. Vopr. Teor. i Yad. Fiz. 8 (1982) 121.

ДОСЛІДЖЕННЯ ШВИДКИХ ЛАНЦЮЖКІВ РОЗПАДУ В УРАН-ТОРІЄВИХ РЯДАХ ЗА ДОПОМОГОЮ СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО КРИСТАЛА ОРТОСИЛКАТУ ГАДОЛІНІЮ

Д. В. Касперович¹, Ф. А. Даневич^{1,2}, В. В. Кобичев¹, О. Г. Поліщук¹, В. І. Третьак^{1,3}

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

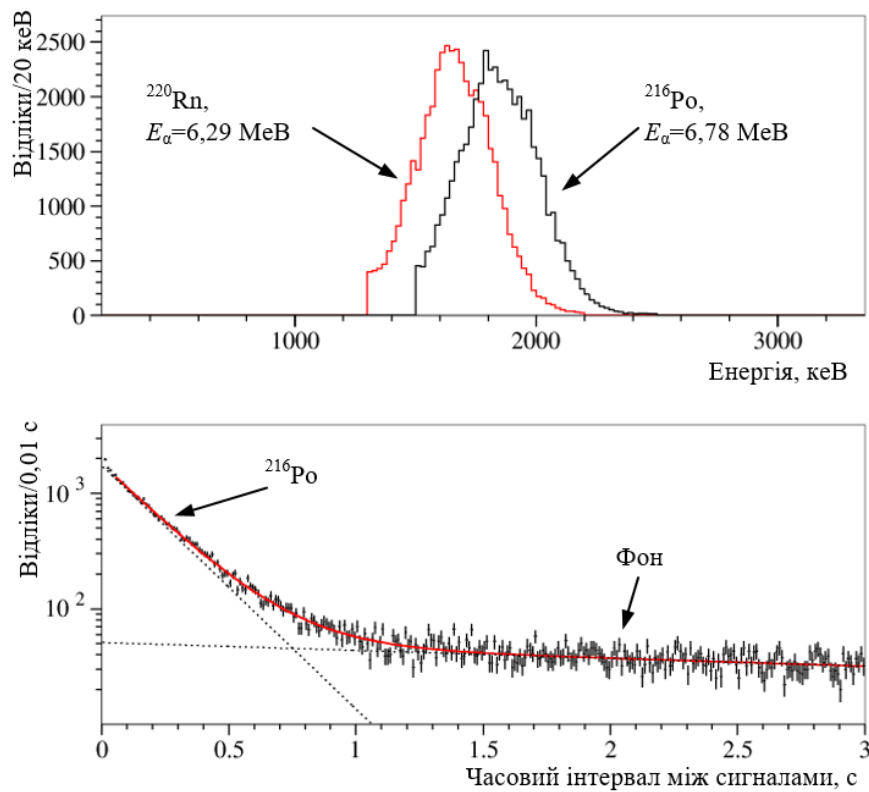
³ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Точне визначення періодів напіврозпаду короткоживучих альфа-радіоактивних нуклідів є актуальною задачею з декількох причин. Ці дані потрібні (як і для довгоживучих альфа-розпадин) для вдосконалення теоретичних моделей опису альфа-розпаду, оскільки знаходяться на краю діапазону періодів напіврозпаду, доступних для аналізу. У низькофонових експериментах, де існує необхідність зменшення радіоактивного фону детекторів і оточуючих матеріалів, накладання швидких пар сигналів від швидких ланцюжків розпаду з рядів урану і торію у детекторах створюють фон, для розрахунку і коректного врахування якого необхідні якомога точніші часові характеристики як сигналів, так і відповідних пар розпадів. У ряді випадків (наприклад, у сцинтиляційних експериментах) швидкі ланцюжки розпаду використовуються для високочутливої оцінки внутрішніх забруднень детектора.

На даний момент існують високоточні вимірювання для ^{212}Po та ^{214}Po (напр., [1, 2]) з високою статистикою і аналізом систематичних ефектів. Разом з тим, для ^{215}Po , ^{216}Po , ^{219}Rn і ^{220}Rn для встановлення рекомендованих значень використовуються експериментальні роботи, опубліковані у 1940 - 1970-х роках (див. [3]), які презентують, як правило, виміряні періоди напіврозпаду лише зі статистичними невизначеностями, без якісного опису умов експерименту і кількісних оцінок систематичних ефектів, що можуть впливати на отримані результати (ефективність реєстрації, можливий витік/дифузія радону, тощо). Метою даної роботи є дослідження можливості високоточної оцінки періодів напіврозпаду короткоживучих нуклідів за допомогою кристалічного сцинтилятора ортосилкату гадолінію та актуалізація даних щодо періоду напіврозпаду короткоживучих нуклідів уран-торієвих рядів.

Експеримент проводився у підземній лабораторії Солотвино (Україна) у 1996 - 1997 рр. з метою пошуку подвійних бета-процесів у природних ізотопах гадолінію і церію [4]. Для вимірювань використовувався циліндричний кристал ортосилкату гадолінію Gd_2SiO_5 , активований церієм (0,8 %), з розмірами $\varnothing 47 \times 54 \text{ мм}^2$ та масою 635 г. Для зменшення радіоактивного фону від оточуючого середовища було використано пасивний захист з високочистих ртуті у титанових контейнерах (товщиною 7 см), міді (5 см), і свинцю (15 см). Для запису амплітуди і часу появи сигналів використовувалася електроніка стандарту САМАС. Аналізувалися дані, отримані протягом 0,88 року. Достатньо висока забрудненість кристала нуклідами ^{226}Ra (0,27 мБк/кг), ^{228}Th (2,3 мБк/кг) і ^{235}U (0,95 мБк/кг) та гарні сцинтиляційні характеристики кристала (відносний світловихід 20 %, час висвічування 50 нс) дають змогу досліджувати швидкі пари подій з часовими інтервалами між сигналами більшими, ніж $\sim 0,2 \text{ мкс}$.

Був застосований часово-амплітудний аналіз, у якому пари або трійки послідовних сигналів, що відповідають швидким ланцюжкам розпадів, відбиралися за енергією з наступною побудовою для відповідних пар сигналів розпадних кривих відповідно до часового інтервалу між ними. Період напіврозпаду визначався апроксимацією отриманих кривих моделями, що містять експоненційний розподіл для кожного ланцюжка, який дає суттєвий вклад у розподіл, і розподілу випадкових збігів фонових подій. Отримано попередні значення періодів напіврозпаду для нуклідів ^{214}Po , ^{215}Po , ^{216}Po , ^{219}Rn і ^{220}Rn , зокрема, для ^{216}Po отриманий період напіврозпаду 0,1426(14) с (наведена статистична невизначеність), що за точністю перевищує рекомендоване значення [5] (рисунок). Проводиться подальша обробка даних з метою врахування систематичних невизначеностей отриманих результатів, оптимізації енергетичного калібрування і умов відбору сигналів.



Верхня панель: енергетичний спектр першої і другої альфа-частинок у ланцюжку розпадів $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po} \rightarrow ^{212}\text{Pb}$, відібрані часово-амплітудним аналізом, у шкалі енергій гамма-квантів (піки від альфа-частинок мають менші значення енергії у шкалі гамма-квантів через зниження світлового ходу для йонів порівняно з електронами і гамма-квантами [6]). Нижня панель: розподіл часового інтервалу між подіями із відповідними невизначеностями. Результат апроксимації показаний суцільною червоною лінією, внески окремих компонент до сумарного розподілу показані пунктиром.

1. P. Belli et al. The half-life of ^{212}Po . Eur. Phys. J. A 57 (2021) 215.
2. B. Bergmann, J. Jelínek. Measurement of the ^{212}Po , ^{214}Po and ^{212}Pb half-life time with Timepix3. Eur. Phys. J. A 58 (2022) 106.
3. База даних ENSDF, <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
4. F.A. Danevich et al. Quest for double beta decay of ^{160}Gd and Ce isotopes. Nucl. Phys. A 694 (2001) 375.
5. S.-C. Wu. Nuclear Data Sheets for A = 216. Nucl. Data Sheets 108 (2007) 1057.
6. V.I. Tretyak. Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators. Astropart. Phys. 33 (2010) 40.

МОНТЕ-КАРЛО СИМУЛЯЦІЇ ВІДГУКУ RMS-R3 НА ПРОТОН-ПРОТОННІ ЗІТКНЕННЯ В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

В. Кива, О. Охріменко, В. Пугач, Д. Рамазанов, С. Чернишенко

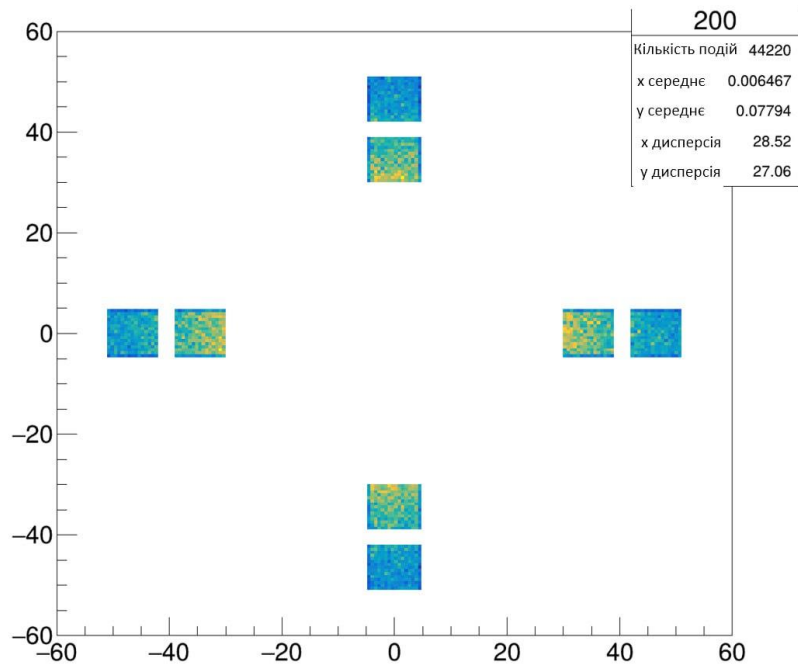
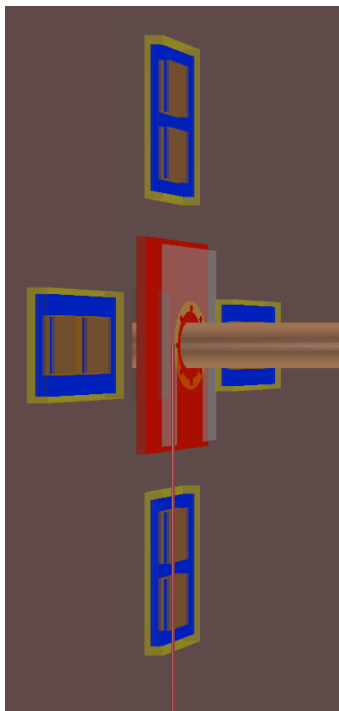
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Після модернізації, проведеної у 2019 - 2021 рр., експеримент LHCb [1] розпочав набір даних на етапі Run 3 (2022 - 2026 рр.) з миттєвою світністю протон-протонних зіткнень $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Підвищення миттєвої світності вимагає спеціальних заходів для забезпечення безпеки та ефективності збору даних. З метою гарантування надійної роботи детектора LHCb було також оновлено системи моніторингу пучка та фону. До їхнього складу входять: новий онлайн-люмінометр PLUME, системи контролю стану пучка (Beam Condition Monitors), які ініціюють скидання пучків LHC у разі високого рівня фону, а також система радіаційного моніторингу RMS-R3 [2].

Система RMS-R3 побудована на основі радіаційно-стійких металевих фольгових детекторів (MFD). Сигнали від восьми таких детекторів вимірюються незалежно від основної системи зчитування даних LHCb та інших субдетекторів. Після калібрування RMS-R3 забезпечує вимірювання світності.

Світність також вимірюється основним люмінометром PLUME, який передає ці дані до LHC. У разі тимчасової недоступності PLUME, система RMS-R3 бере на себе функцію вимірювання світності. Така взаємодія між PLUME та RMS-R3 дає змогу коригувати параметри пучків LHC таким чином, щоб підтримувати оптимальну кількість взаємодій на перетин пучків. Це критично важливо як для ефективної роботи детектора, так і для запобігання надмірному опроміненню та передчасному старінню компонентів експерименту LHCb. Моніторинг положення пучка базується на методі асиметрії, що визначається як: $A_{ij} = (R_i - R_j)/(R_i + R_j)$, де R_i та R_j – це показники відгуку детекторів у парах «верх - низ» або «ліво - право».

Важливим елементом для вимірювання радіаційного фону та світності є виконання Монте-Карло симуляцій відгуку RMS-R3. Монте-Карло симуляції на експерименті LHCb виконуються в рамках програмного забезпечення Gauss.



Геометрія системи радіаційного моніторингу RMS-R3 для виконання МК симуляцій в Gauss (ліворуч). Просторовий розподіл потоку заряджених частинок через сенсори RMS-R3 на 10000 згенерованих р-р взаємодій (праворуч). По осях значення в см.

У даній роботі покроково описано виконання МК симуляцій для RMS-R3: опис геометрії детекторів, симуляція р-р зіткнень та взаємодії народжених заряджених частинок з детекторами за допомогою Geant4. Для прикладу на рисунку наведено геометрію RMS-R3 в Gauss (*лівий рисунок*) та просторовий розподіл потоку заряджених частинок через сенсори RMS-R3 на 10000 згенерованих р-р взаємодій (*правий рисунок*). Також наведено результати оцінки зміни відгуку RMS-R3 (та функцій асиметрій) залежно від положення пучка.

Робота виконана при грантовій підтримці EURIZON Fellowship programme EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment”.

1. LHCb Collaboration. The LHCb upgrade I. [J. Instrum. 19 \(2024\) P05065](#).
2. S.B. Chernyshenko et al. RMS-R3 – the system for monitoring region of interaction and background at the LHCb experiment (CERN). [Nucl. Phys. At. Energy 24\(2\) \(2023\) 148](#).

SEARCH FOR THE INELASTIC SCATTERING OF WEAKLY INTERACTING MASSIVE PARTICLES ON THE $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ ISOMER

V. Kirischuk¹, S. Drapey¹, A. Savrasov¹, M. Strilchuk¹, V. Tretyak^{1,2}

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

² National Institute for Nuclear Physics, Gran Sasso National Laboratory, Assergi (AQ), Italy

In this report, we present the results of our experimental search for dark matter using the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer [1]. The use of long-lived nuclear isomers as targets to study exothermic reactions for the detection of dark matter was proposed in 2020 [2]. And the first experiment aimed at the search for dark matter using the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer was conducted in 2023 [3].

The idea to detect dark matter using nuclear isomers is the following: during inelastic scattering of weakly interacting massive particles (WIMPs) on the long-lived excited nuclear state, some specific excited states can be populated that are not populated during the spontaneous decay of this isomer. And if the excitation energy, as in the case of the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer, is very high ($E = 2446.05$ keV, Fig. 1), such excited states can also have high energy and decay with the emission of high-energy γ -rays. This can significantly increase the sensitivity of dark matter detection experiments, since the natural background at high energies is much lower.

In [3], 11 excited levels of ^{178}Hf were selected, which are the most attractive in the search for dark matter. For each of them, based on the obtained upper limit on the intensity of depopulating γ -transition, the corresponding half-lives for dark-matter-induced transitions were estimated. As a result, the longest half-life was obtained as $T_{1/2} > 1.79 \cdot 10^5$ years.

Our $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer target has an activity < 100 Bq, which allows measurements to be carried out in zero geometry. In addition to the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer a number of long-lived nuclides and isomers such as ^{60}Co , ^{101}Rh , $^{102\text{m}}\text{Rh}$, $^{108\text{m}}\text{Ag}$, ^{133}Ba , ^{150}Eu , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{158}Tb , ^{173}Lu , ^{174}Lu , ^{172}Hf and ^{179}Ta are present in the target [4]. The γ -spectrum of our $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer target was measured for 10^6 s using a CANBERRA® BE2825 HPGe detector shielded only by 2 cm Pb (Fig. 2). The efficiency calibration curve from 334 to 1344 keV was obtained using ^{150}Eu , and from 1344 to 2000 keV - using B-Spline extrapolation.

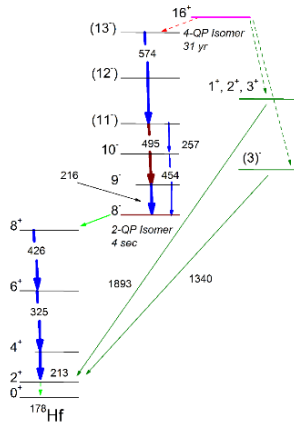


Fig. 1. The scheme of the spontaneous decay of the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer with only the most intense γ -transitions. Two excited levels of ^{178}Hf , which might be populated during inelastic scattering of weakly interacting massive particles on the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer, are shown.

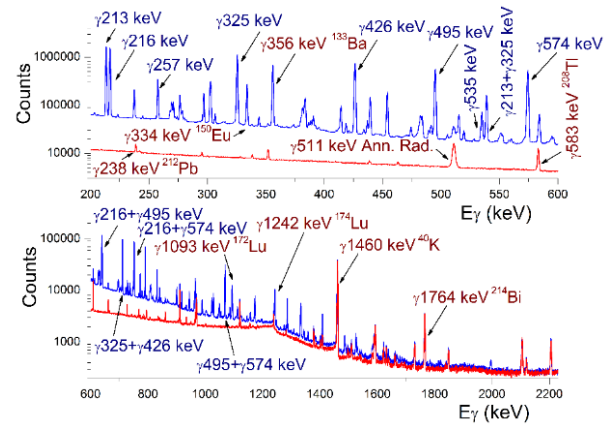


Fig. 2. The γ -spectrum of the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer (blue) and the background spectrum (red). Isomer peaks and their sum peaks are marked in dark blue, while background peaks and the strongest peaks of isotopes present in the target are labeled in dark red.

We reviewed the list of ^{178}Hf levels that may be the most attractive for the search for dark matter, i.e., the levels which decay by γ -rays with energies above 1000 keV and branching ratios greater than 27 %. There are more than 50 such levels, and more than 60 corresponding γ -transitions. The 17 most promising transitions were analyzed in detail. In general, we obtained the best estimate of $T_{1/2}^J$, which slightly exceeds $9 \cdot 10^5$ yr, for the transitions with energies of 1340.460 and 1893.17 keV.

For further improvement of such experiments, it is required:

- ❖ a much stronger ($10^4 - 10^5$ Bq) isomer target allowing:
 - less critical dependence on background radiation;
 - measurements in a non-zero geometry minimizing the sum of peaks;
 - γ - γ coincidence measurements.

- ❖ radiochemical removal of other nuclides present in the isomer target;
- ❖ passive and active protection of the detector against background radiation;
- ❖ an experiment conducted in low background conditions of an underground laboratory.

Bearing this in mind, we went forward and performed the next series of experiments. First, the AntiCompton spectrometer was used in the AntiCoincidence [5] and Coincidence modes (the last experiment is still ongoing). Secondly, the ultra-low background experiment was performed at the Gran Sasso National Laboratory (Italy) last summer, while its results are still being processed.

The AntiCompton spectrometer consists of (Fig. 3):

- GR1519 HPGe detector and NaI detector placed cup-to-cup with a small cavity for a source.
- An additional 4 NaI detectors are placed symmetrically around the crystal of the HPGe detector for effective Compton scattering detection.

As a result, γ -rays from the excited levels of ^{178}Hf , which might be populated during inelastic scattering of WIMPs on the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer and which correspond to transitions to the 8^- , 2^+ to 0^+ excited levels of ^{178}Hf , present in the spontaneous decay scheme of the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ isomer, do not fall into any coincidences. Therefore, such γ -rays would be accumulated in the AntiCoincidences spectrum, which significantly improves the background conditions (Fig. 4). In fact, there are 31 such levels and 35 corresponding γ -transitions.

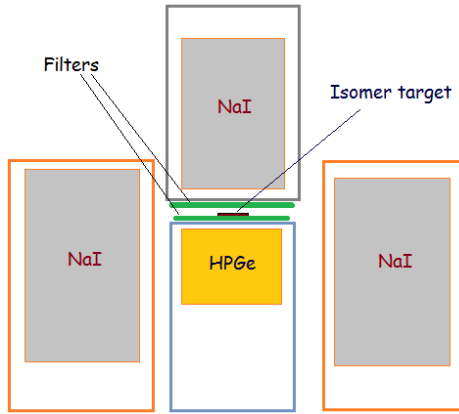


Fig. 3. Schematic representation of the AntiCompton spectrometer shows the approximate location of the HPGe detector, the central NaI detector, two of the four side NaI detectors, and the applied filters.

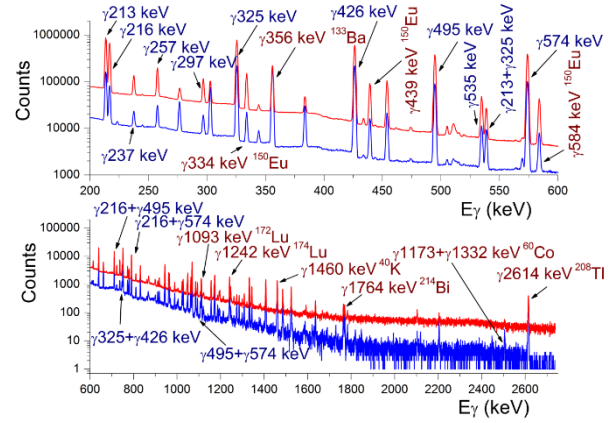


Fig. 4. Traditional (red) and γ - γ AntiCoincidence (blue) γ -spectra. The $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ Isomer peaks and its sum peaks (blue) plus the peaks of background and other nuclides (dark red) are shown.

Of those 11 transitions recognized as promising in [3], only one transition is in our list, namely the transition with energy of 1678.82 keV. For this transition, we improved the $T_{1/2}$ estimate by almost 30 times (from $1.79 \cdot 10^5$ yr to $53.14 \cdot 10^5$ yr). The best estimate of $T_{1/2}$, which reaches $99.27 \cdot 10^5$ yr, was obtained for the transition with energy of 1715.06 keV (more than 55 times higher than the best estimate in [3]).

As for the preliminary result of our ultra-low background experiment, the limits on $T_{1/2}$ of the dark-matter-induced transitions are improved by about 70 times and reached $T_{1/2} > 124 \cdot 10^5$ yr.

Further progress of such experimental efforts will be discussed.

1. V. Kirischuk. Phys. Lett. B 865 (2025) 139489.
2. M. Pospelov, S. Rajendran, H. Ramani. Phys. Rev. D 101 (2020) 055001.
3. D.S.M. Alves et al. Phys. Rev. Lett. 131 (2023) 141801.
4. V.I. Kirischuk et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 40 (2013) 105106.
5. V. Kirischuk et al. Revised & Submitted to Eur. Phys. Lett. on 30 April 2025.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВНУТРІШНЬОГО ФОНУ GAGG(CE) ДЛЯ ПОШУКУ РІДКІСНИХ ЯДЕРНИХ РОЗПАДІВ

**В. Р. Клавдієнко¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Ф. А. Даневич^{1,2}, А. Інчікитті^{4,5},
Ф. Капелла⁴, В. Карачіоло^{2,3}, А. Леончіні⁵, В. І. Третьак^{1,6}, Р. Черулі^{2,3}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

³ Римський університет “Тор Вергата”, Рим, Італія

⁴ Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі “Ла Салієнца”, Рим, Італія

⁵ Римський університет “Ла Салієнца”, Рим, Італія

⁶ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Сцинтиляційний кристал гадоліній-алюміній-галієвого гранату, легованого церієм (GAGG(Ce), хімічна формула $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}(Ce)$, масою 285,7 г був досліджений у підземній лабораторії Гран-Сассо (LNGS, Італія). Даний кристал буде використаний для пошуку рідкісних ядерних розпадів ізотопів гадолінію, зокрема нового виду ядерного розпаду – подвійного альфа-розпаду нуклідів $^{152,154,155}Gd$. Подвійний альфа-розпад був теоретично передбачений у 2021 р [1] (незалежно від робіт 1980-х рр.), після чого почалися активні пошуки даного рідкісного типу радіоактивності. Зокрема сьогодні діють два проекти з пошуку подвійного альфа-розпаду ^{224}Ra у Центрі дослідження важких іонів ім. Гельмгольца (GSI) та в ЦЕРНі [2, 3]. Досить оптимістичні теоретичні розрахунки симетричного подвійного альфа-розпаду ^{152}Gd дають значення періоду напіврозпаду $1,1 \cdot 10^{19}$ р. [4], що є досяжним для сучасних методів. Крім цього даний кристал буде використаний для дослідження рідкісних альфа-розпадів $^{152,154,155}Gd$, а також подвійного бета-розпаду $^{152,160}Gd$. Найточніше значення періоду напіврозпаду альфа-розпаду ^{152}Gd $T_{1/2} = (1,08 \pm 0,08) \cdot 10^{14}$ р. було отримано ще у 1961 р. [5], хоча сучасні методи низькофонові спектрометрії могли б забезпечити більш точний результат. Найсильніше обмеження на період напіврозпаду безнейтринного подвійного електронного поглинання ^{152}Gd $4,2 \cdot 10^{12}$ р. встановлене в експерименті з використанням HPGe детекторів, де ефективність реєстрації характеристичного випромінювання дочірнього нукліду була дуже низькою, на рівні $\sim 10^{-9}$ [6]. У експерименті з використанням кристалу $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}(Ce)$ ефективність реєстрації даного ефекту буде близькою до 1, що дасть змогу покращити чутливість до процесу безнейтринного подвійного електронного поглинання у ^{152}Gd на кілька порядків величини.

Визначено спектрометричні характеристики кристалу $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}(Ce)$, відділено сигнали від бета/гамма- та альфа-подій у кристалі. Виконано попередні оцінки забрудненості кристалу нуклідами $^{238,235}U$, ^{232}Th та їхніми дочірніми за допомогою апроксимації альфа-спектра та часово-амплітудного аналізу. Аналіз даних триває.

1. V. I. Tretyak. Nucl. Phys. At. Energy 22 (2021) 121.
2. L. Varga et al. Nucl. Instrum. Methods A 1063 (2024) 169252.
3. C. Theisen et al. INTC-CLL-049 (2022).
4. V.Yu. Denisov. Phys. Lett. B 835 (2022) 137569.
5. R.D. Macfarlane, T.P. Kohman. Phys. Rev. 121 (1961) 1758.
6. M. Laubenstein et al. Eur. Phys. J. C 83 (2023) 1114.

ДЕМОНСТРАЦІЯ КОНЦЕПЦІЇ ВИКОРИСТАННЯ АНАЛІТИЧНИХ МЕТОДІВ МАШИННОГО НАВЧАННЯ ДЛЯ АНАЛІЗУ ДАНИХ У ФІЗИЦІ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ

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

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Зі зростанням світності сучасних колайдерів та розвитком експериментів у галузі фізики високих енергій постають нові виклики, зокрема в обробці та інтерпретації великих обсягів даних. Аналіз експериментальних результатів набуває вирішального значення, адже саме завдяки йому стало можливим, зокрема, одне з найвизначніших відкриттів ХХІ століття – відкриття бозона Хіггса [1, 2]. Складність таких аналізів часто полягає у необхідності відокремлення рідкісних сигналів на фоні великої кількості шумових подій. Останнім часом машинне навчання набуло широкого поширення у сфері фізики високих енергій. Алгоритми, зокрема нейронні мережі [3] та посилені дерева рішень [4], виявилися надзвичайно ефективними для розв’язання задач класифікації, зокрема для відокремлення сигналу від фону. Незважаючи на успішне застосування, одним із ключових недоліків методів машинного навчання залишається їхня недостатня інтерпретованість. У більшості випадків такі алгоритми функціонують як «чорні скриньки»: вони здатні генерувати досить точні передбачення, проте механізми прийняття рішень залишаються неочевидними для дослідників, які проводять аналіз. Це створює суттєві труднощі, особливо в тих випадках, коли прозорість, можливість валідації та фізичне розуміння результатів є критично важливими для наукової достовірності.

Як шлях до вирішення проблеми низької інтерпретованості, ми пропонуємо новий підхід, заснований на методі символної регресії. Цей алгоритм [5] дає змогу автоматично виводити аналітичні вирази, які пов’язують експериментально виміряні величини та слугують критеріями для розмежування сигнальних і фонових подій. Завдяки прозорій математичній формі отриманих співвідношень, запропонований метод є особливо привабливим для фізичних досліджень, де аналітичне розуміння критеріїв відбору дає змогу глибше аналізувати природу процесів, що відбуваються у детекторі.

У цій роботі ми представляємо підхід до відокремлення сигналу від фону в даних фізики високих енергій, заснований на символній регресії. Запропонований метод порівнюється з посиленими деревами рішень – одним із найпоширеніших алгоритмів машинного навчання в цій галузі. Для демонстрації підходу використано відкритий набір даних [6], наданий колаборацією ATLAS у межах конкурсу з розробки найефективнішої моделі для класифікації подій. Цей набір даних було змодельовано методом Монте-Карло. Для подальшого аналізу було відібрано події, що задовольняють такі умови: виконується тригер на одиничний електрон або мюон; у події присутній ідентифікований електрон або мюон, а також ідентифікований тау-лептон, що адронізувався; відсутні адронні струмені, які містять b-кварки. У рамках цієї роботи ми зосереджуємося на лептонному каналі розпаду бозона Хіггса, який характеризується нижчим рівнем фону порівняно з іншими каналами.

Модель посилених дерев рішень була навчена з використанням бібліотеки XGBoost [7] у режимі бінарної класифікації. Конфігурація включала 100 дерев з максимальною глибиною кожного – 12. Як вхідні ознаки були використані експериментальні змінні, доступні у відкритому наборі даних [6]. Для навчання моделі 80 % даних було використано як тренувальна вибірка, а решта 20 % - для валідації. Для тренування символної регресії застосовувався пакет PySR [5] із використанням тих самих даних, що і для моделі посилених дерев рішень.

Для оцінки ефективності та в якості функції втрат тренування моделі машинного навчання було використано метрику бінарної перехресної ентропії.

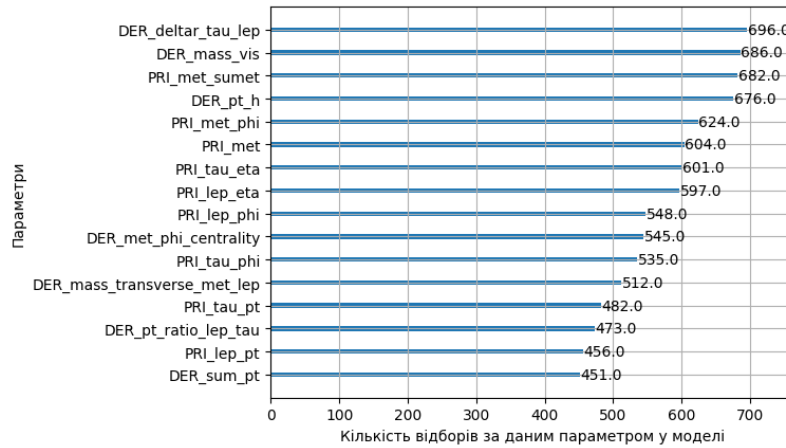
$$L = -\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \cdot \ln(p_i) + (1 - y_i) \cdot \ln(1 - p_i). \quad (1)$$

Тут підсумовування проводиться за подіями, y_i – достовірний тип події (дорівнює 1 для сигналу, та 0 для фону); p – параметр впевненості моделі у тому, що передбачувана подія є сигнальною. Дана величина розраховувалася як сигмоїд-функція від вихідного значення моделі z .

$$p = \frac{1}{1 + e^{-z}}. \quad (2)$$

За результатами перевірки моделей на валідаційному наборі даних, бінарна перехресна ентропія становила 0,544 та 0,503 для моделі посиленних дерев рішень та символічної регресії відповідно.

Для тренування було використано 17 параметрів треків з набору даних [6]. На рисунку наведено частоту використання кожного з параметрів у моделі посиленних дерев рішень. Назви параметрів відповідають зазначеним у використовуваному наборі даних [6].



Частота використання параметрів треків моделлю посиленних дерев рішень.

Для порівняння, натренована модель символічної регресії представлена формулою

$$F = \frac{2p_{t,\tau} - m_{t,l} - E_t}{p_{t,l}} + \frac{(3,0211 \cdot m_{t,l} - m_{t\tau})^\phi}{p_{t,l}^2},$$

де використано такі позначення для параметрів треків: $p_{t,\tau}$ – поперечний імпульс тау-лептона, що адронізувався; $m_{t,l}$ – поперечна маса між відсутньою поперечною енергією та лептоном (електроном чи мюоном); E_t – відсутня поперечна енергія; $m_{t\tau}$ – інваріантна маса між лептоном (електроном чи мюоном) та тау-лептоном що адронізувався; ϕ – центральність азимутального кута вектора відсутньої поперечної енергії відносно лептона (електрона чи мюона) та тау-лептона що адронізувався; $p_{t,l}$ – поперечний імпульс лептона (електрона чи мюона).

Порівняльний аналіз результатів тренування символічної регресії та моделі посиленних дерев рішень показав зменшення бінарної перехресної ентропії на 9,2 % на користь символічної регресії.

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. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B* 716(1) (2012) 1.
2. CSM Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B* 716(1) (2012) 30.
3. H. Kolanoski. Application of artificial neural networks in particle physics. In: C. von der Malsburg et al. (Eds.). *Artificial Neural Networks – ICANN 96. ICANN 1996. Lecture Notes in Computer Science*. Vol. 1112 (Berlin, Heidelberg, Springer, 1996).
4. B.P. Roe et al. Boosted decision trees, an alternative to artificial neural networks for particle identification. *Nucl. Instrum. Methods A* 543(2-3) (2005) 577.
5. M. Cranmer. Interpretable machine learning for science with PySR and SymbolicRegression.jl. *arXiv:2305.01582v3 [astro-ph.IM]*. (2023).
6. ATLAS Collaboration. Dataset from the ATLAS Higgs Boson Machine Learning Challenge 2014. CERN Open Data Portal. (2014).
7. T. Chen, C. Guestrin. XGBoost: A Scalable Tree Boosting System. In: KDD'16: The 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining. San Francisco, California, USA, August 13 - 17, 2016, p. 785.

ПОШУК ХОЛОДНОГО ПОДІЛУ НУКЛІДІВ ПЛУТОНІЮ І АМЕРИЦІЮ ЗА ДОПОМОГОЮ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІЇ

І. С. Ключев, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Існує уніфікована теоретична модель радіоактивного розпаду з вильотом нуклонів та ядер, розроблена Дуарте та ін. [1], яка охоплює різноманітні ядерні перетворення від протонного і альфа-розпаду до кластерного розпаду та холодного поділу, в якій наведено теоретичні передбачення парціальних періодів напіврозпаду для ряду каналів холодного поділу важких елементів, включно з ізотопами плутонію та америцію. Нами виконано експериментальну перевірку цієї моделі через пошук характерного гамма-випромінювання, яким супроводжуються відповідні канали розпаду.

Використано гамма-спектрометричні дані з бази даних спектрів гамма-випромінювання зразків урану і плутонію IDB [2], створеного в МАГАТЕ, зокрема спектр з ідентифікатором id-1463 [3], виміряний у підрозділі Об'єднаного дослідницького центру Єврокомісії в м. Карлсруе (Німеччина) у 2015 р. зі зразком діоксиду плутонію (PuO_2) вагою 6,630 г [4] та HPGe-детектором з відносною ефективністю реєстрації 54 %. На момент вимірювання зразок містив 93,58% ^{239}Pu та 6,31% ^{240}Pu з домішками інших нуклідів плутонію та ^{241}Am (таблиця).

**Ізотопний склад зразка оксиду плутонію
(на момент проведення вимірювань)**

Нуклід	Масовий вміст, %
^{238}Pu	0,0094
^{239}Pu	93,5839
^{240}Pu	6,3108
^{241}Pu	0,0563
^{242}Pu	0,0396
^{241}Am	0,2634

Аналіз передбачав виявлення бета-активних вторинних нуклідів, які могли утворитися внаслідок холодного поділу та розпадаються з випромінюванням гамма-квантів. У ході обробки даних було здійснено ретельне калібрування енергетичної шкали та оцінку роздільної здатності детектора.

Для моделювання ймовірності реєстрації гамма-квантів у піках повного поглинання застосовано метод Монте-Карло. Ці обчислення було проведено в середовищі Simourg 1.5.0 [5], яке функціонує як оболонка для симуляційного пакету GEANT4 [6,7]. Актуальність обраної моделі підтверджувалася порівнянням з гамма-піками від розпадів нуклідів плутонію і америцію у зразку у діапазоні 59 - 1057 кеВ. У високоенергетичній частині спектра (1057 - 2930 кеВ) було проведено пошук сигналів, які могли б відповідати розпаду дочірніх продуктів, утворених у процесах холодного поділу.

На основі отриманих результатів було встановлено нижні експериментальні обмеження на парціальні періоди напіврозпаду для ряду можливих каналів холодного поділу нуклідів $^{238-242}\text{Pu}$ та ^{241}Am .

1. S.B. Duarte et al. At. Data Nucl. Data Tables 80 (2002) 235.
2. [An International Database of Reference Gamma Spectra \(IDB-v2024-01\) \(IAEA, 2024\).](#)
3. [Spectrum 1463.](#)
4. [PuO₂ Pilot Reference Samples for Isotopic Composition Measurements by Gamma Spectrometry: CBNM – NRM 271 \(12.01.1987\).](#)
5. В.В. Кобичев. Ядерна фізика та енергетика 12(3) (2011) 301.
6. J. Allison et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 270.
7. S. Agostinelli et al. Nucl. Instrum. Methods A 506 (2003) 250.

ЯДЕРНО-ФІЗИЧНІ МЕТОДИ ПОШУКУ АКСІОНІВ

В. В. Кобичев

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Аксіон – гіпотетична частинка, запропонована для вирішення так званої «сильної *CP*-проблеми» у квантовій хромодинаміці, тобто відсутності порушення *CP*-парності у сильних взаємодіях. У 1977 р. Печеї і Квін висунули гіпотезу, що збереження *CP*-парності у сильних взаємодіях зумовлено новою глобальною симетрією; спонтанне порушення цієї симетрії, як показали в 1978 р. Вайнберг і Вільчек, має створювати масивні псевдоскалярні нейтральні частинки, які отримали назву аксіонів. Взаємодія аксіонів з частинками звичайної матерії дуже слабка, але вони ефективно народжуються у ранньому Всесвіті, тому аксіон вважається одним з найбільш вірогідних кандидатів на роль частинок темної матерії. Експериментальний пошук аксіонів здійснюється за допомогою широкого спектра методів, серед яких найбільш значимими є ядерно-фізичні, пов'язані з реєстрацією подій в енергетичному інтервалі від ~ 1 кеВ до ~ 10 МеВ. Так потужним джерелом аксіонів може бути Сонце. Аксіони, якщо вони існують, мають утворюватися в центрі Сонця при конверсії рентгенівських теплових фотонів та/або у магнітних переходах збуджених ядер. Сонячні аксіони майже безперешкодно залишають зірку та можуть бути зареєстровані шляхом зворотної конверсії у лабораторному магнітному полі або шляхом когерентного перетворення у фотони у кристалічних детекторах, а також у резонансному поглинанні атомними ядрами або при розсіянні на електронах. Існують також експерименти, в яких джерелом аксіонів є ядерні реактори або радіонукліди. Експериментальний пошук аксіонів може бути як побічним результатом (наприклад, при дослідженнях сонячних нейтрино або подвійного бета-розпаду), так і основною метою спеціально сконструйованих детекторів. У будь-якому випадку, надзвичайно малі перерізи взаємодії аксіонів вимагають проведення експериментів у підземних умовах з використанням масивного зовнішнього захисту і просунутих методів зниження фону від космічних променів та природного радіоактивного розпаду. Непрямі методи пошуку космологічних та сонячних аксіонів пов'язані з реєстрацією космічних рентгенівських та гамма-квантів відповідними детекторами на супутниках.

В оглядовій доповіді представлено сучасний стан досліджень з пошуку аксіонів і аксіоноподібних частинок в експериментах, що виконуються, зокрема, за участю та за ініціативою науковців Інституту ядерних досліджень НАН України.

SIMOURG2.0 – ПРОГРАМНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ НА ОСНОВІ GEANT4 ДЛЯ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЮВАННЯ ЯДЕРНИХ ДЕТЕКТОРІВ З ПРОСТОЮ ГЕОМЕТРІЄЮ

Д. С. Коваленко, О. В. Зуєва, В. В. Кобичев, Л. М. Кобичева

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Ядерна спекторметрія відіграє ключову роль у таких напрямках, як дослідження екзотичних ядерних розпадів, радіаційна безпека, виробництво ізотопів та ядерна медицина – сферах, де надзвичайно важливими є відомості про ефективність та функцію відгуку детектора. Хоча програмні продукти для моделювання методом Монте-Карло, зокрема Geant4 [1] та MCNP, забезпечують дуже детальне моделювання, їхня складність часто є надмірною для стандартних спекторметричних задач. Щоб спростити та прискорити вирішення звичайних завдань з моделювання, було розроблено SIMulator Of Usually Requested Geometries (Simourg) [2] – легкий, зручний та текстово-конфігурований інструмент на базі Geant4, створений для моделювання ядерних детекторів. Користувачі задають геометрію, матеріали, джерела випромінювання (зокрема кінематику розпаду, згенеровану програмою DECAY0 [3]) та фізичні моделі через текстовий інтерфейс без необхідності писати C++ код і компілювати програму. Simourg підтримує моделювання ядерних та електромагнітних взаємодій і надає дані про спектри енерговиділення для розрахунку функцій відгуку детектора. Це робить його особливо придатним для низькофонових експериментів у ядерній фізиці та рутинних завдань гамма-спекторметрії.

Нова версія Simourg v2.0 впроваджує низку важливих нововведень для підвищення гнучкості, зручності та візуалізації при моделюванні ядерних детекторів. Серед невеликих, але корисних доповнень додано перевірку геометричних перетинів, що автоматично виявляє накладання об'ємів за допомогою вбудованих методів Geant4.

Суттєвим оновленням є нова система збору даних, яка дає змогу відстежувати енерговиділення у будь-якому заданому користувачем об'ємі, а не лише в основному детекторі. Це розширює застосування програми, зокрема для аналізу фону та втрат енергії в матеріалах. Результати моделювання можна експортувати у формати ROOT і CSV для подальшого аналізу (рис. 1). ROOT-файли містять структуру TTree, яку зручно переглядати через ROOT TBrowser, що дає змогу досліджувати розподіли енергії та дані відповідно до номера події.

Simourg тепер підтримує інтерфейс візуалізації геометрії та траєкторій частинок OpenGL – він зручний для налагодження геометрії та створення чітких демонстративних зображень (рис. 2). Також удосконалено вивід геометрії у VRML форматі – користувач може налаштовувати кількість VRML-знімків за один запуск, що дає більше контролю залежно від масштабу моделювання.

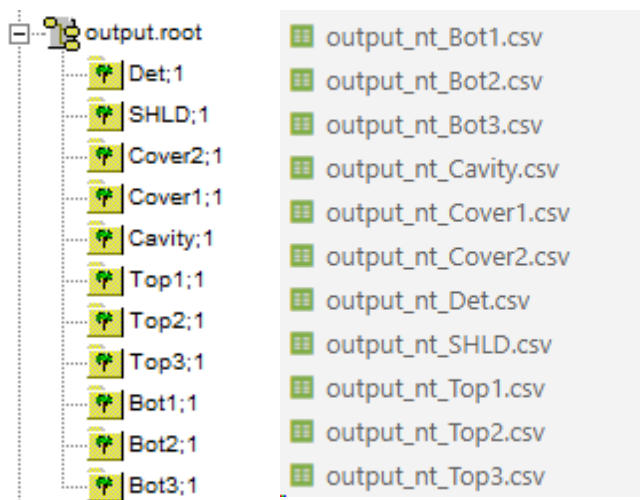


Рис. 1. Можливі варіанти збереження спектра виділеної енергії в різних об'ємах.

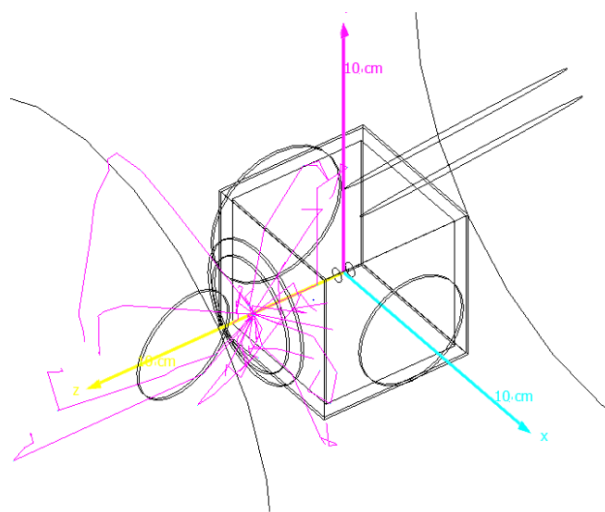


Рис. 2. Візуалізація моделі і траєкторій частинок з використанням OpenGL.

Нарешті, опис геометрії став гнучкішим: тепер кожен об'єм можна зміщувати не лише вздовж осі, а й у сагітальній площині, а об'єкти – вільно обертати. Це дає змогу моделювати складніші експериментальні установки й позаосьові конфігурації, забезпечуючи більш реалістичні та різноманітні детекторні схеми (див. рис. 2), при цьому зберігаючи просте та інтуїтивне керування.

1. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods A 506(3) (2003) 250.
2. В.В. Кобычев. Програма Simourg для моделювання функцій отклику гамма-детекторів с простою геометрией. Ядерна фізика та енергетика 12(3) (2011) 301.
3. О.А. Ponkratenko, V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko. Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei. Phys. At. Nucl. 63 (2000) 1282.

КОМПАКТНЕ ДЖЕРЕЛО БЕЗПЕРЕБІЙНОГО ЖИВЛЕННЯ

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Іноді потрібно забезпечити безперебійне живлення низковольтних пристроїв з невеликою потужністю споживання, наприклад мережевий роутер, а використовувати для цього звичайне джерело безперебійного живлення нерационально. Для цього пропонується компактне джерело безперебійного живлення (КДБЖ) з технічними параметрами:

- живлення від мережі змінного струму напругою 220 В;
- напруга навантаження постійного струму 12 В;
- потужність, споживана навантаженням до 12 Вт;
- автономний час роботи – від 8 до 12 год;
- конструкція – вилка VR1 (код BOX104).

Функціонально КДБЖ є пристроєм з подвійним перетворенням енергії, що забезпечує практично нульовий час перемикання живлення, стійкість до мережевих коливань без переходу в автономний режим, максимальний захист підключеного обладнання. Його структурну схему показано на рис. 1.

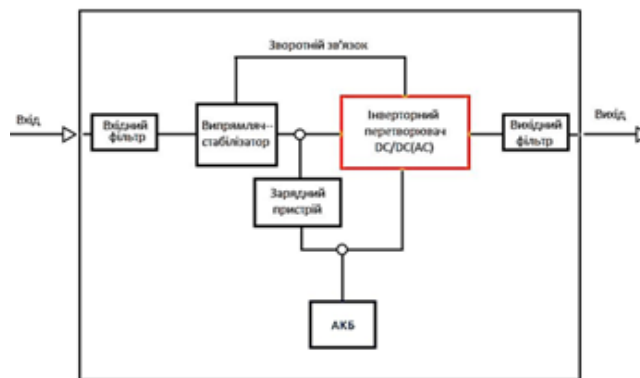


Рис. 1. Структурна схема КДБЖ.

За результатами комплексного аналізу характеристик різних типів акумуляторних батарей та розрахунку необхідних параметрів показано доцільність використання в даному випадку літій-іонних акумуляторів.

ДБЖ реалізовано на сучасних компонентах мікроелектроніки та готових технологічних друкованих платах. Схема контролю захисту акумулятора основана на мікросхемі XB8089D, яка має точні схеми вимірювання напруги та захисні функції від перезарядження, надмірного розрядження, перевантаження та короткого замикання на виході постійного струму. Зарядний пристрій на мікросхемі SY6952B при вхідній напрузі 4,0-23В і струмі навантаження 2А забезпечує зарядження літій-іонного акумулятора. Для формування вихідної напруги використано інтегральний високочастотний DC-DC перетворювач XR2981. На рис. 2 показано конструктивні елементи ДБЖ.

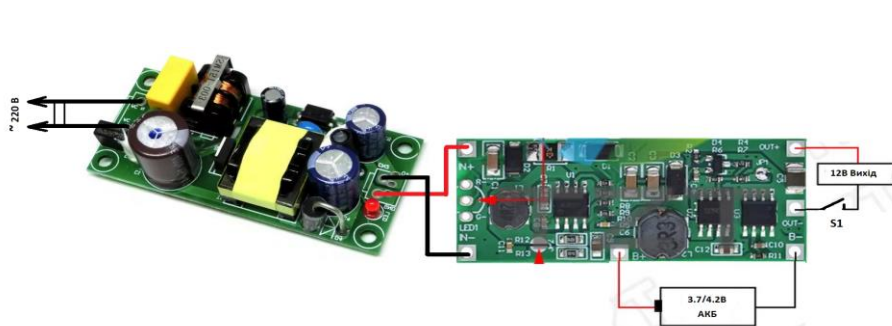


Рис. 2. Конструктивні елементи КДБЖ.

ВИМІРЮВАННЯ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ УТВОРЕННЯ V^0 АДРОНІВ У ЗІТКНЕННЯХ ПРОТОН-ПРОТОН ПРИ ЕНЕРГІЇ 7 TeV В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Детектор LHCb є спектрометром, орієнтованим уперед, який покриває псевдошвидкість у діапазоні $2 < \eta < 5$. Він оснащений високоточним трековим відстеженням, що включає кремнієвий мікросмужковий вершинний детектор (VELO), розташований навколо області взаємодії (IP-8), кремнієві мікростріпові детектори великої площі перед дипольним магнітом та три станції кремнієвих мікростріпових детекторів після магніту. Ефективність реконструкції треку перевищує 96 %, роздільна здатність за імпульсом становить близько 0,5 %, а за інваріантною масою від 10 до 20 MeV/c². Ідентифікація заряджених адронів здійснюється за допомогою двох черенковських детекторів з кільцевими локусами подій для конкретних типів частинок. Фотони, електрони та адрони-кандидати ідентифікуються за допомогою калориметричної системи, що складається з детекторів на сцинтиляційній основі, передзлизових детекторів, електромагнітного та адронного калориметрів. Мюони визначаються за допомогою системи, яка поєднує шари заліза та багатодротяні пропорційні камери. Система тригера складається з апаратної стадії (L0), яка використовує дані з калориметрів та мюонної системи, після чого слідує програмна стадія (High Level Trigger, HLT), яка забезпечує повну реконструкцію події.

У рамках роботи робочої групи Ion Fixed Target (IFT) колаборації LHCb було виміряно ефективності реєстрації та диференційні поперечні перерізи генерації K_s мезонів та Λ -баріонів в p-p зіткненнях. Ці вимірювання є важливими для оцінки ефектів холодної ядерної матерії і відіграють ключову роль в ідентифікації та дослідженні сигналів від кварк-глюонної плазми. Дані, що використовувалися в аналізі, були зібрані в 2016 р. при енергії $\sqrt{sNN} = 7$ TeV для p-p зіткнень. Диференційні поперечні перерізи були отримані як функції рапідити y та поперечного імпульсу p_T для K_s^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$ у діапазоні рапідиті: $1,5 < y < 4$ для p-p та поперечного імпульсу $0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 10 \text{ GeV}/c$.

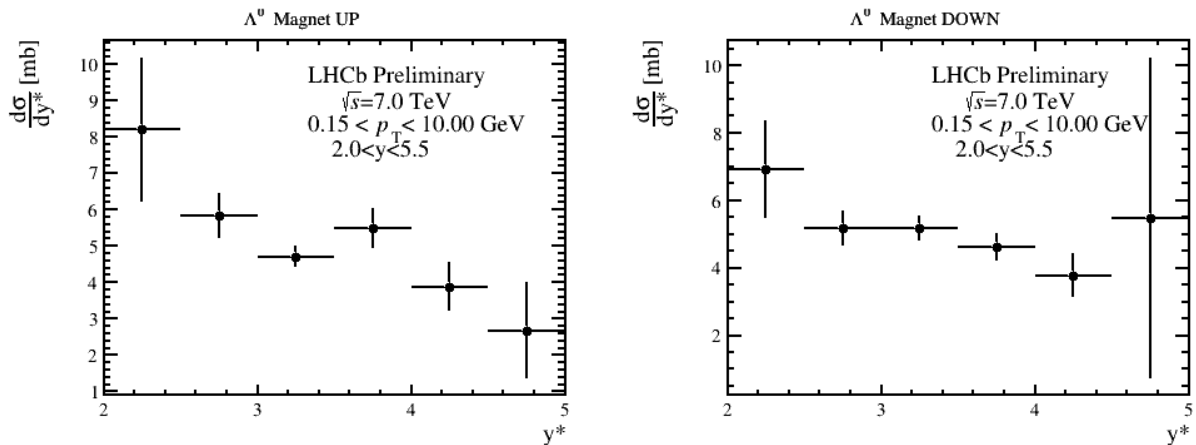
V⁰ PRODUCTION IN PROTON-PROTON COLLISIONS AT 5.02 TeV IN THE LHCb EXPERIMENT

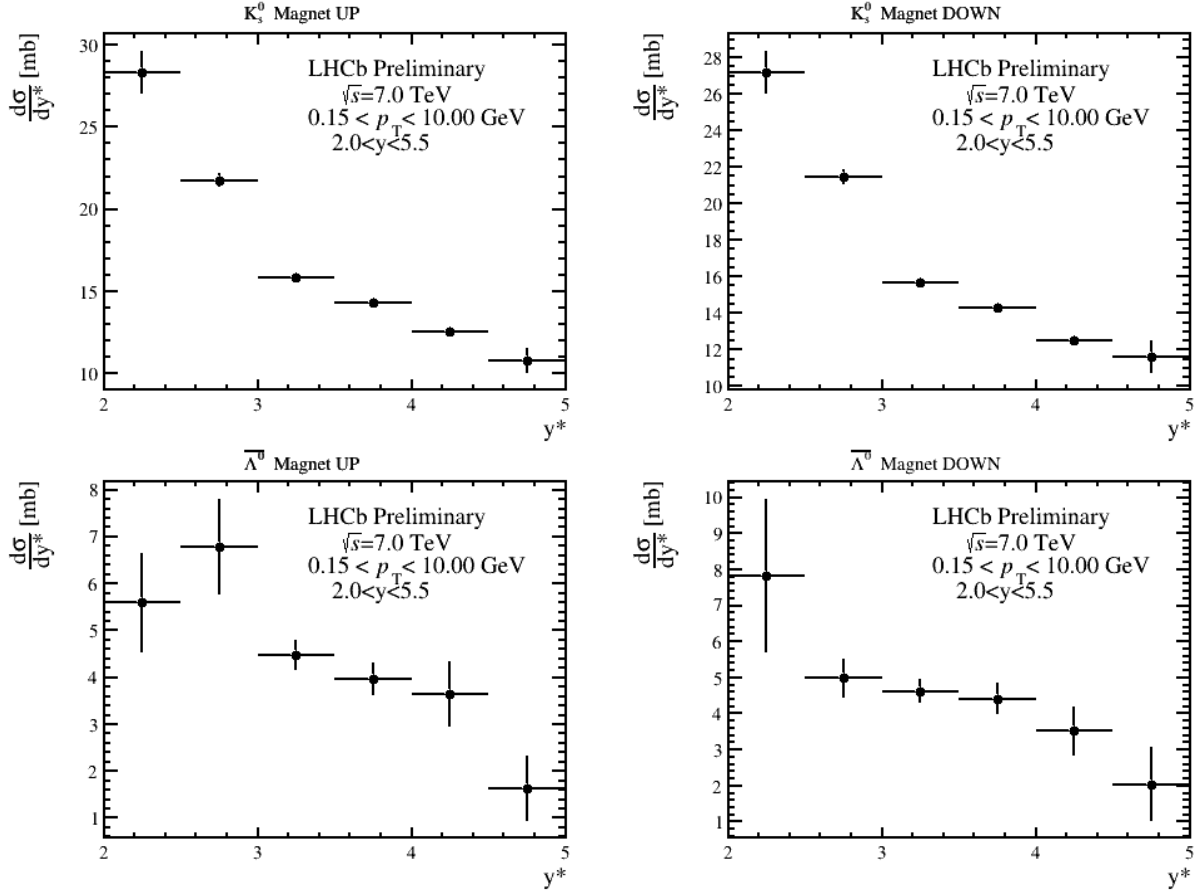
O. Kot, S. Koliiev, O. Okhrimenko, I. Petrenko, V. Pugatch

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

Understanding hadron production in strongly interacting environments offers crucial insight into the behavior of quantum chromodynamics (QCD) under extreme conditions. In particular, it provides a promising avenue for probing the partial restoration of chiral symmetry in hot and/or dense nuclear matter, a phenomenon expected to emerge in the vicinity of the QCD phase transition. Various QCD-inspired models predict measurable modifications in the properties and production patterns of hadrons – such as changes in differential cross-sections, in-medium masses and decay widths, branching ratios, and nuclear modification factors – arising from interactions with the surrounding medium. The magnitude of these modifications is governed by key thermodynamic parameters, notably baryon density and temperature. To disentangle medium-induced effects and identify potential signatures of the Quark-Gluon Plasma (QGP), systematic studies of quarkonium production are carried out across different collision systems: proton-proton (p-p), proton-nucleus (p-A), and nucleus-nucleus (A-A) [1, 2, 3]. Among these, A-A collisions provide the most favorable conditions for QGP formation due to the high energy densities achieved [4]. In contrast, p-A collisions are generally assumed to proceed in cold nuclear matter with relatively well-constrained baryon densities, offering a reference baseline to isolate Cold Nuclear Matter (CNM) effects [5, 6] from those associated with QGP formation.

V⁰ hadrons – neutral, weakly decaying particles containing strange quarks – are produced in strong interaction processes and play an important role in probing hadronisation dynamics. Their decay topologies and lifetimes make them experimentally accessible and relatively straightforward to reconstruct, while also allowing for meaningful theoretical interpretation. Measurements of prompt V⁰ production cross-section ratios and nuclear modification factors provide valuable insight into the underlying QCD mechanisms of parton fragmentation and hadronisation in different collision environments [7]. V⁰ hadrons are named after the “V”-shaped track signature of their dominant decays: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^+$ and $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, analysed in the present work. Each daughter track from a V⁰ candidate is required to be a long track with good reconstruction quality, satisfying the condition $\chi^2_{\text{track}}/\text{ndf} < 5$. Only V⁰ decays occurring within the Vertex Locator (VELO), with both daughter tracks fully reconstructed in the forward spectrometer and having momenta $p > 2$ GeV/c, are considered. Oppositely charged track pairs are retained as potential V⁰ candidates if they form a vertex with a fit quality $\chi^2_{\text{vtx}} < 9$ (with one degree of freedom for a V⁰ vertex). Λ candidates are required to have invariant masses within ± 70 MeV/c², and K_S^0 candidates within ± 100 MeV/c² of their respective PDG values [8]. The differential production cross-sections of V⁰ hadrons are measured using the LHCb forward spectrometer in proton-proton (p-p) collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, covering a transverse momentum range of $0.15 < p_T < 10.0$ GeV/c and a rapidity range of $1.5 < y^* < 5.5$.





Differential production cross-sections of V^0 hadrons as a function of transverse momentum (p_T). The top, middle, and bottom rows correspond to K_s^0 , Λ , and $\bar{\Lambda}$ candidates, respectively. Results in the left and right columns represent measurements taken with the magnet set to “UP” and “DOWN” polarities, respectively.

The current work is completed as part of the analysis aimed at measuring Nuclear Modification Factors of V^0 produced in proton-lead collisions at 8.16 TeV. The Figure presents V^0 single differential cross-sections.

1. R. Rapp, J. Wambach. (2000). Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. Adv. Nucl. Phys. 25 (2000) 1.
2. G.E. Brown, M. Rho. Scaling effective Lagrangians in a dense medium. Phys. Rev. Lett. 66(20) (1991) 2720.
3. A. Andronic et al. Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton-proton to heavy-ion collisions. Eur. Phys. J. C 76(3) (2016) 107.
4. CMS Collaboration. Suppression of $Y(1S)$, $Y(2S)$, and $Y(3S)$ production in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Phys. Lett. B 770 (2017) 357.
5. S. Leupold, V. Metag, U. Mosel. Hadrons in strongly interacting matter. Int. J. Mod. Phys. E 19(07) (2010) 147.
6. R. Vogt. Shadowing and absorption of charmonium in p-A collisions. Phys. Rev. C 71(5) (2005) 054902.
7. T. Hatsuda, S.H. Lee QCD sum rules for vector mesons in nuclear medium. Phys. Rev. C 46(1) (1992) R34.
8. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. Phys. Rev. D 98 (2018) 030001.

СИМУЛЯЦІЇ ДЕТЕКТУВАННЯ ТА ОБРОБКИ СИГНАЛУ ДЕТЕКТОРНИМИ МОДУЛЯМИ КРЕМНІЄВОЇ ТРЕКЕРНОЇ СИСТЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТУ CBM

О. Кшиванський¹, В. Пугач¹, М. Теклішин²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Центр дослідження важких іонів імені Гельмгольца, Дармштадт, Німеччина

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

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

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

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

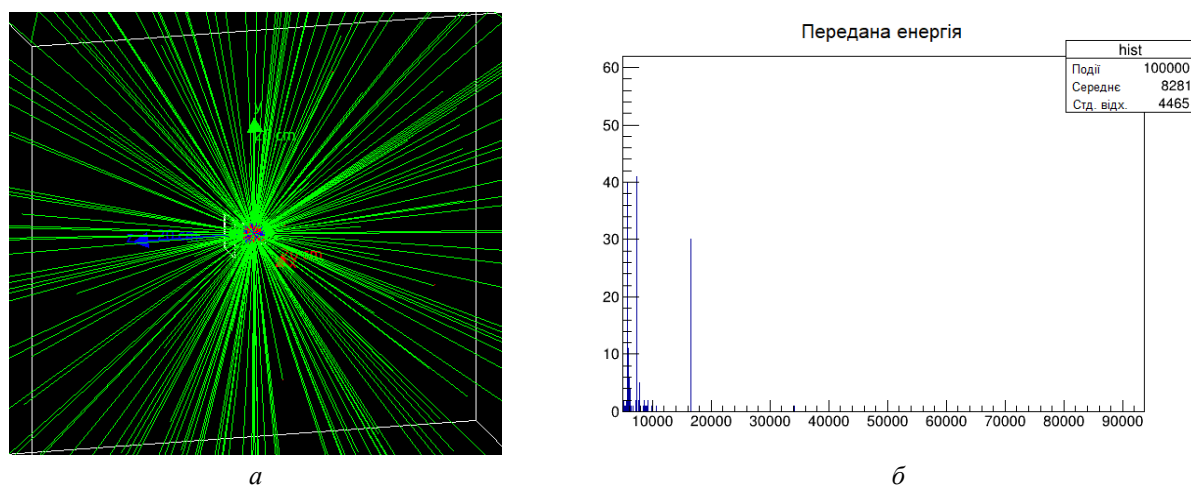


Рис. 1. *a* – візуалізація симуляції Geant4 радіоактивного розпаду ^{241}Am та взаємодії продуктів розпаду з кремнієвим сенсором товщиною 320 мкм; *б* – розподіл енергії, втраченої іонізуючими частинками.

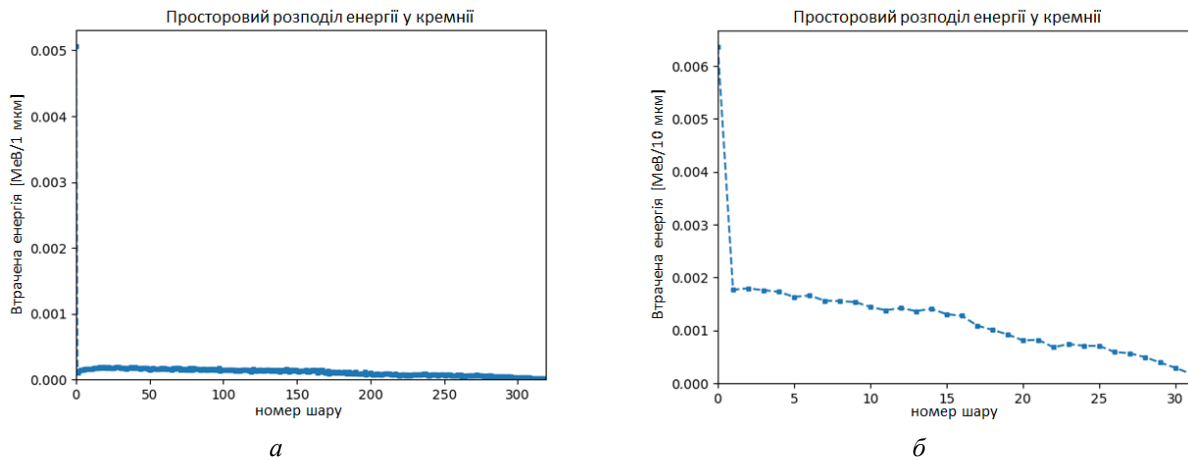


Рис. 2. Розподіл енергії, втраченої іонізуючими частинками (нормованої на один акт розпаду) від розпаду $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$, при проходженні кремнієвого сенсора, у кожному шарі товщиною: *a* – 1 мкм, *б* – 10 мкм.

Метою даної роботи є дослідження прототипів детекторних модулів КТС експерименту CBM, зокрема ширини базової лінії, за різних умов, включаючи різні схеми ліній низької та високої напруги та топології контуру зворотного зв'язку, та симуляція проходження іонізуючих частинок крізь сенсор (рис. 1), втрати енергії та створення носіїв заряду (рис. 2), транспортування носіїв заряду в об'ємі сенсора, перерозподілу заряду по каналах зчитування за рахунок міжстріпової ємності, інтеграції сигналу в зчитувальній електроніці та оцінки електронного шуму для створення системи віддаленого моніторингу якості роботи детекторних модулів КТС.

1. FAIR Baseline Technical Report 2006.
2. B. Friman et al. (Eds.) *The CBM Physics Book: Compressed Baryonic Matter in Laboratory Experiments*. Lect. Notes Phys., Vol. 814 (Heidelberg, Berlin, Springer, 2011) 980 p.

ВНЕСОК КАСКАДНОГО СУМУВАННЯ ПРИ ВИЗНАЧЕННІ КВАНТОВИХ ВИХОДІВ ГАММА-ПРОМЕНІВ У РОЗПАДІ ^{235}U

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

Одним з найбільш надійних та поширених методів ідентифікації сигнатур урановмісних матеріалів у контексті ядерної безпеки, несанкціонованого обігу ядерних матеріалів і криміналістичної ядерної експертизи є гамма-спектрометрія високої роздільної здатності. Цей метод дає змогу не лише визначити ступінь збагачення урану за допомогою алгоритмів, реалізованих у програмному забезпеченні MGAU та FRAM, але також ідентифікувати наявність домішок довгоживучих ізотопів, таких як ^{232}U , та, за певних умов, оцінити модельний вік урану – тобто час, що минув від останнього хімічного очищення матеріалу.

Центральним елементом цих алгоритмів є побудова внутрішньої кривої ефективності – функції, що описує ефективність реєстрації гамма-квантів у піку повного поглинання для детектора залежно від їхньої енергії. Традиційно така крива формується на основі аналізу гамма-квантів з добре відомими квантовими виходами ізотопів ^{235}U , $^{234\text{m}}\text{Pa}$ та ^{228}Th , які, в основному, визначають гамма-спектр урановмісних матеріалів. Цей підхід дає змогу отримувати точні результати в більшості випадків для стандартних вимірювальних геометрій.

Однак у випадках, коли за тих чи інших причин вимірювання необхідно проводити в умовах «близької» геометрії (тобто коли зразок розташований дуже близько до активного об'єму детектора), особливо за участі великих кристалів HPGe, застосування стандартних алгоритмів MGAU та FRAM може призвести до суттєвих відмінностей отриманих результатів від істинних величин. Це зумовлено ефектом каскадного сумування, коли декілька гамма-квантів, випущених під час одного радіоактивного розпаду, реєструються в детекторі як одна подія із сумуванням їхніх енергій, що в результаті призводить до побудови некоректної кривої ефективності і, як наслідок, до отримання некоректних результатів.

З метою зменшення впливу каскадного сумування доцільно будувати криву ефективності на основі аналізу некаскадних гамма-ліній ізотопу ^{235}U в діапазоні енергій 200 - 350 кеВ. У цьому ж діапазоні можуть бути вибрані надійні аналітичні гамма-лінії для подальших розрахунків вмісту ^{232}U і модельного віку урану.

Проте для реалізації такого підходу необхідно мати точні і достовірні значення виходів відповідних гамма-квантів. На жаль, сучасні літературні джерела надають такі дані із суттєвими невизначеностями, що створює труднощі для отримання точних результатів, що буває критичним у випадках ядерно-криміналістичних досліджень.

З метою підвищення точності таких досліджень, автори виконали експериментальну верифікацію квантових виходів гамма-квантів ^{235}U через прямі вимірювання гамма-випромінювання набору еталонних уранових зразків CRM-146, виготовлених у Нью-Брансвікській лабораторії, зі збагаченням 20, 52 та 93 % з використанням гамма-спектрометричної системи на базі детектора з надчистого германію моделі CANBERRA BE6530.

Для уникнення каскадного сумування гамма-квантів вимірювання проводилося на великій відстані (750 мм) детектор - зразок з використанням поглинаючих фільтрів, виготовлених з кадмію, міді і алюмінію і в близькій геометрії з фільтрами свинцю, кадмію і міді. Використання уранових стандартів з точно відомими ($\approx 0,1\%$) масами і, відповідно, активностями ізотопів урану, а також використання створених математичних моделей детектора і зразків, дало змогу побудувати криві абсолютної ефективності реєстрації гамма-квантів для даних геометрій вимірювання. Ці криві були валідовані за допомогою програмного забезпечення FRAM 5.2 з використанням новоствореного набору параметрів, що містили дані по гамма-квантам ^{223}Ra та дочірніх радіонуклідів ^{228}Th .

Для розрахунку ефективності реєстрації гамма-квантів з енергіями, що досліджувалися, використовувалися програмні коди MCNP5 [1] і Geant4 [2].

У ході досліджень було виявлено, що деякі значення отриманих квантових виходів суттєво відрізняються від табличних [3] – іноді на сотні відсотків, що вказує на потребу перегляду цих значень в існуючих базах даних.

У представленій роботі докладно описано методику проведених вимірювань, проведено порівняння табличних та визначених у даній роботі експериментальних значень квантових виходів у діапазоні 200 - 450 кеВ для ^{235}U , а також проаналізовано можливі джерела виникнення виявлених розбіжностей, зокрема вплив геометрії вимірювань, каскадного і випадкового сумування гамма- та рентгенівських квантів.

Отримані результати мають практичне значення для підвищення точності неруйнівного аналізу уранвмісних матеріалів, зокрема для цілей ядерної криміналістичної експертизи.

1. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 5. LA-UR-03-1987. Los Alamos, 2005.
2. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A 506(3) (2003) 250.
3. E. Browne, J. K. Tuli. Nuclear Data Sheets for A = 231. Nuclear Data Sheets 114 (2013) 751.

АНАЛІЗ КУТОВИХ РОЗПОДІЛІВ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ α -ЧАСТИНОК НА МІШЕНІ ТРИТІЮ ПРИ ЕНЕРГІЇ 84,2 MeV

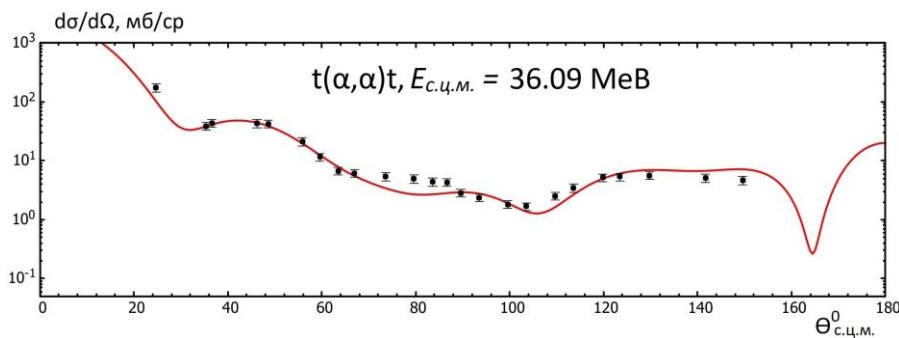
С. Ю. Межевич¹, О. А. Понкратенко¹, Н. Кілі², Ю. С. Рознюк¹, О. М. Поворозник¹,
О. К. Горпинич¹, В. І. Гранцев¹, О. О. Ячменьов¹, К. К. Кісурін¹, С. Є. Омельчук¹,
Б. А. Руденко¹, Л. І. Слюсаренко¹, Б. Г. Стружко¹, І. І. Вертегел¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний центр ядерних досліджень, Отвок, Польща

Представлено нові експериментальні дані пружного розсіяння α -частинок на мішені тритію при енергії $E_{lab}(\alpha) = 84,2$ MeV ($E_{с.ц.м.} = 36,09$ MeV). Вимірювання експериментальних даних для кутових розподілів проводилися на Варшавському циклотроні U-200P. Мішень була виготовлена насиченням атомами тритію титанової фольги; товщина тритію становила $0,15$ мг/см², титану – $2,6$ мг/см². Продукти реакції реєструвалися за допомогою ΔE – E телескопів, що забезпечували розділення локусів зареєстрованих частинок за зарядами та масами.

Отримано кутові розподіли пружного розсіяння $\alpha + t$ при енергії $E_{с.ц.м.} = 36,09$ MeV у повному кутовому діапазоні. Аналіз проведено за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У МЗКР-розрахунках схема зв'язку каналів включала пружне розсіяння $\alpha + t$ та передачу протона між цими ядрами, як основні процеси. Як початковий набір параметрів ОМ потенціалу для опису взаємодії ядер $\alpha + t$, використано потенціали у формі Вудса - Саксона (WS) для взаємодії $d + \alpha$ [1] та $\alpha + \alpha$ [2] при близьких енергіях $E_{с.ц.м.} \sim 36$ MeV, але узгодження МЗКР-перерізів з експериментальними даними пружного розсіяння $\alpha + t$ виявилося незадовільним. Тому, з одночасної найкращої підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних (рисунок) було визначено параметри WS-потенціалу з об'ємною дійсною та уявною частинами для взаємодії $\alpha + t$ та значення спектроскопічного фактора $C^2S = 1,33 \pm 0,05$ (далі в тексті SF) для системи $\alpha \rightarrow t + p$, яке добре узгоджується зі значенням $C^2S = 1,32$ для дзеркальної системи ядер $\alpha \rightarrow {}^3\text{He} + n$, отриманим авторами роботи [3] з МЗКР-аналізу кутових розподілів пружного розсіяння $\alpha + {}^3\text{He}$. Оскільки отримані значення SF залежать від геометричних параметрів потенціалу зв'язку $t + p$, було побудовано залежність отриманих значень SF з найкращої підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних від різних значень радіусів R_b потенціалу зв'язку $t + p$. Виявилося, що залежність SF від R_b є лінійною та плавною, натомість значення квадратів асимптотичного множника нормування (ANC²) швидко зростають по експоненті при збільшенні R_b , що, можливо, пов'язано з неповерхневим характером взаємодії ядер $\alpha + t$.



Експериментальні кутові розподіли пружного розсіяння $\alpha + t$ при енергії $E_{с.ц.м.} = 36,09$ MeV та МЗКР-перерізи пружного розсіяння та передачі протона (когерентна сума) при значенні $C^2S = 1,33$ (див. текст).

1. F. Hinterberger et al. Nucl. Phys. A111 (1968) 265.
2. S. Ohkubo. Phys. Rev. C109 (2024) 034618.
3. P.G. Roos et al. Phys. Rev. C21 (1980) 799.

ІЯД НАН УКРАЇНИ В ЕКСПЕРИМЕНТАХ LHCb (CERN) ТА CBM (GSI/FAIR). ДОСЯГНЕННЯ І ВИКЛИКИ 2024 р.

В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Представлено вагомі результати 2024 р., досягнуті науковцями ІЯД НАН України (Інституту) в експериментах LHCb (CERN) та CBM (GSI/FAIR).

1. **LHCb (CERN).** З метою пошуку умов здійснення фазових переходів «адрони $\rightarrow$ кварк-глюонна плазма (КГП) $\rightarrow$ адрони» досліджено процеси утворення дивних адронів, підсилення виходу яких теоретично передбачається як свідчення фазового переходу до КГП [1, 2]. Виміряно мультидиференційні поперечні перерізи утворення дивних мезонів та баріонів у зіткненнях протонів та ядер свинцю при енергії 5,02 TeV. Спостережені залежності для нейтральних K_S -мезонів та Λ -баріонів від кінематичних факторів (поперечний імпульс, швидкісність, множинність) демонструють далеку від тривіальної інтерпретації поведінку для висновків про фазовий перехід від адронної матерії до КГП [1]. Виявилося, що теоретичні передбачення підсилення імовірності утворення дивних адронів, як свідчення про фазовий перехід до КГП, не узгоджуються з багатовимірними експериментальними результатами. Результати наших ретельних досліджень демонструють складну структуру розподілу ймовірностей утворення K_S -мезонів та Λ -баріонів за поперечним імпульсом, що вказує на необхідність розгляду кількох механізмів формування дивних адронів у межах різних теоретичних моделей (Thermodynamics, Hydrodynamics, Coalescence, Jet, Fragmentation hybrid model). Збагачення «інструментарію» для селекції теоретичних моделей надають експериментальні дані із порівнянням залежностей диференційних поперечних перерізів утворення дивних адронів у протон-протонних та протон-ядерних зіткненнях. Такі дані стимулюють розвиток моделей утворення дивних адронів у більш складних умовах зіткнень важких ядер. Нами встановлено кілька потужних критеріїв адекватності теоретичної моделі з використанням так званих факторів ядерної модифікації, а також відношень поперечних перерізів утворення мезонів до баріонів, баріонів до анти-баріонів та протилежних швидкісностей. Фактори ядерної модифікації демонструють чітко виявлену залежність від множинності кінцевих станів досліджуваних процесів. Триває детальний аналіз таких даних при більш високій енергії зіткнень, 8,16 TeV, виміряних зі статистичною точністю на два порядки вищою, порівняно із даними при 5,02 TeV. Оригінальні результати отримано при аналізі даних про ультра-периферійного утворення чармонію в Pb-Pb зіткненнях при енергії 5 TeV. Вагомий внесок у впровадження контролю безпечних і ефективних умов експерименту здійснено науковцями Інституту в 2024 р. Успішне впровадження програмних пакетів з використанням програмних засобів WinCC надає фізикам, які чергують на пульті управління експериментом LHCb, важливу інформацію в режимі реального часу для швидкого виявлення непередбачених ситуацій, таких як надмірна миттєва світність або збільшення фонового внеску. Створено програмні коди для розрахунку двовимірних розподілів асиметрій відгуку, виміряних у чотирьох парах детекторів детекторного комплексу RMS-R3 та їх проєкцій. Ці дані використовують для визначення граничних умов («вікна прийнятих асиметрій») у графічному інтерфейсі WinCC, які відображаються, щоб показати розраховані робочі межі асиметрій. За призначенням вони гарантують безпечне та ефективне протікання експерименту. Програмне забезпечення може виявити навіть незначну (приблизно 1 %) зміну асиметрій з точністю близько 0,1 %. Ці відмінності можуть бути викликані зміщенням області взаємодії пучків високої активності (БАК) або зростанням фонового внеску. Створено графічний інтерфейс на веб-ресурсі MONET з чотирма спеціальними моніторами, які відображають проєкції асиметрії для пар детекторів «верх - низ» і «ліво - право». Цей інтерфейс був використаний для створення панелі на пульті управління LHCb, яка надає операторам важливу інформацію для моніторингу в реальному часі. Інтеграція RMS-R3 у ресурси WinCC і MONET є важливим досягненням, що дає змогу ефективно контролювати стан області взаємодії пучків БАК та внесок фону. Цей проєкт повністю інтегрований у середовище ECS LHCb зі скриптами для обробки та візуалізації даних RMS-R3. Готуючись до нової серії фізичних вимірювань в експерименті LHCb в епоху HL-LHC (2030 - 2040 pp.) з миттєвою світністю $1,5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, збільшеною на два порядки порівняно з початковою в RUN1, науковці Інституту беруть участь у проєкті LHCb UPGRADE II, розробляючи нову систему моніторингу (RMS-R4) стабільності безпечних умов експерименту та фону. Досягнення науковців Інституту в складі Колаборації LHCb відзначено премією «За видатні досягнення з фундаментальної фізики» [3].

2. CBM (GSI/FAIR). У майбутньому експерименті CBM за участю Інституту планується дослідження фазової діаграми квантової хромодинаміки (КХД) в області високих баріонних густин. Екстремальні умови будуть реалізовані на прискорювачі SIS100 в мало дослідженій області енергії зіткнень важких ядер 2 - 10 ГеВ/нуклон. За дизайном частоти ядерних взаємодій будуть становити 0,1 - 1 МГц (у 2028 р.), 10 МГц (у 2030 - 2032 рр.), 100 МГц (у 2035 - 2040 рр.). Високі радіаційні навантаження – потреба широкодіапазонної системи безперервного моніторингу умов експерименту. Перша серія фізичних вимірювань (RUN1), запланована на 2028 - 2032 рр., охоплює діапазон частот $0,1 < IR < 10$ МГц. Мета – дослідити властивості матерії з густиною, що в кілька разів перевищує ядерну та очікується в надрах нейтронних зірок. У рамках RUN2 (2035 - 2039 рр.) нами запропоновано модернізацію кремнієвої трекерної системи (KTC) для забезпечення точних вимірювань при частоті зіткнень до 100 МГц. Ідея модернізації – комбінація монолітних активних піксельних сенсорів (MAPS) і двосторонні мікростріпові детектори в різних пропорціях. Використовуючи результати моделювання аналогової частини модуля KTC за допомогою коду LTspice та симуляції в рамках Geant4, було застосовано програму для моделювання напівпровідникових детекторів Allpix2, для створення єдиного застосунку, що відтворює повний ланцюг подій у роботі детекторного модуля. Використовуючи Allpix2, було змодельовано взаємодію мікростріпового двостороннього кремнієвого сенсорного модуля з іонізуючим випромінюванням. З метою контролю умов та безпеки експерименту при надвисоких радіаційних навантаженнях розроблено дизайн широкодіапазонної моніторингової Системи (MS-R1-CBM). Система має забезпечити он-лайн вимірювання частоти ядерних взаємодій (IR) та фону (числові значення IR та її локалізація). Основа дизайну MS-R1-CBM-технологія металевих фольгових детекторів, розроблена в Інституті. Розглянуто два варіанти: а) застосування системи RMS-R3 після завершення серії фізичних вимірювань RUN3 (2026 р.); б) створення нової системи MS-R1-CBM з використанням повністю оновленої мікросхеми зчитування «A Utopia 2». Її розробку (Utopia 2 ASIC) було зумовлено необхідністю точно вимірювати входні струми від 2 фА у широкому динамічному діапазоні (до 9 порядків). У 2024 р. представлено дизайн (два варіанти) та очікувані функціональні характеристики системи моніторингу умов та безпеки майбутнього експерименту CBM (GSI/FAIR). Основними завданнями системи є контроль стабільності та відтворення умов експерименту, включаючи відображення області взаємодії за методом асиметрії відгуку її сенсорів, Виконані розрахунки ілюструють спроможність MS-CBM R1, (розробка Інституту за фізико-технічними принципами металевих фольгових детекторів) функціонування в широкому діапазоні частоти ядерних взаємодій (від 0,1 до 100 МГц).

Ці дослідження виконано за фінансовою підтримкою в рамках проекту EURIZON, за грантовою угодою № 871072 (Grant # 3014), а також гранту EIRENE (MPG, Німеччина).

1. J. Rafelski, B. Muller. Strangeness production in the quark-gluon plasma. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
2. ALICE Collaboration. Investigating strangeness enhancement with multiplicity in pp collisions using angular correlations. [arXiv:2405.14511v2 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2405.14511v2) (2024) 33 p.
3. [The 2025 Breakthrough Prize in Fundamental Physics awarded to the LHCb collaboration.](#)

BEAM AND BACKGROUND MONITORING SYSTEM FOR THE CBM EXPERIMENT AT FAIR/GSI

**V. M. Pugatch, A. V. Chaus, S. B. Chernyshenko, O. S. Kovalchuk,
O. O. Kshyvanskyi, V. O. Kyva, M. V. Pugach, D. M. Ramazanov**

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

The Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment at GSI/FAIR (Darmstadt) is scheduled to start data taking in 2028 [1]. The main goal is to study the phase diagram of QCD in the region of high baryon densities. Extreme conditions will be realized at the accelerator complex SIS100 (FAIR) in the energy domain of 2 - 10 GeV/nucleon. Statistically important data require high frequencies of nuclear interactions: 0.1 - 1 MHz (2028), 10 MHz (2030 - 2032), 100 MHz (after MAPS modernization in 2035 - 2040). High radiation loads need to be permanently monitored to provide safe and effective conditions for the experiment.

We shall present two options for building a relevant radiation monitoring system. The general approach for the proposed options is based on the metal foil detectors technology, proven to be radiation hard and reliable [2]. Straight-forward solution foresees exploiting the detectors assembly RMS-R3 operating in the LHCb experiment till the end of RUN-3 data taking in 2026. Some results will be presented demonstrating excellent performance. In particular, the impressive results obtained by applying the asymmetry method show the RMS-R3 capability to monitor the evolution of instantaneous luminosity as well as the reproducibility of the safe and effective beam and background conditions.

Given the fact of a limited space and desire to minimize the radiation length, we have worked out the second option of the monitoring system, named Monitoring System-Super Light for the CBM RUN-1 (MS-SL-CBM-R1). While the construction layout remains the same as in the RMS-R3 case, the building elements are different.

Targeting the minimization of the overall thickness. This is possible by the fact that the operational principle of the Metal Foil Detectors I based on the Secondary Electron Emission taking place in about a 50 nm surface layer of a sensor foil under the hit of charged particles. The whole detector assembly is built in a plane perpendicular to the beam axis symmetrically in the vertical and horizontal directions, allowing for the application of an asymmetry method for monitoring of the interaction region and background contribution.

The studies were performed under the financial support of the EU Grant Agreement No. 871072. EURIZON Fellowships Programme Grant EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment”.

1. N. Ahmad et al. The CBM Collaboration. Technical Design Report for The Micro Vertex Detector of the CBM Experiment at FAIR. May 20, 2021. GSI, Darmstadt, Germany.
2. S.B. Chernyshenko et al. Nucl. Phys. At. Energy 24(2) (2023) 148.

СИСТЕМА ФОНОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ОСНОВІ МЕТАЛЕВИХ ФОЛЬГОВИХ ДЕТЕКТОРІВ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ CBM

Д. Рамазанов, В. Пугач, О. Кшиванський, С. Чернишенко, В. Кива, О. Охріменко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Експеримент Compressed Baryonic Matter (CBM), що реалізується в Центрі дослідження важких іонів імені Гельмгольца (Дармштадт, Німеччина) в рамках FAIR, спрямований на дослідження фазових переходів ядерної матерії за надвисоких густин енергії. У зв'язку з цим установка функціонуватиме в умовах інтенсивного потоку частинок і високих рівнів іонізуючого випромінювання, що потребує постійного та точного контролю фонових радіаційного середовища. Для забезпечення безпечної, стабільної та ефективної роботи усієї експериментальної інфраструктури критично необхідною є радіаційно стійка система моніторингу, здатна функціонувати в складних фізичних умовах без втрати чутливості чи деградації параметрів. Цю функцію ефективно виконує детекторна система на основі металевих фольгових детекторів (МФД), які характеризуються високою радіаційною стійкістю, надійністю та компактністю, що робить їх оптимальним рішенням для моніторингу фону безпосередньо в зоні проведення експерименту. Подібна система довела свою ефективність у експерименті LHCb у вигляді RMS-R3.

Запропонована система має бути виконана у вигляді модуля товщиною не більше 10 мм, що дає змогу інтегрувати її у простір експериментальної установки без порушення геометрії або фізичних умов експерименту. В основі детекторної частини – МФД, що характеризуються високою радіаційною стійкістю (до 1 ГГр) і здатністю ефективно реєструвати заряджені частинки. Система працюватиме в зоні високого радіаційного навантаження, тому вся електроніка буде винесена за межі цієї зони екранованими кабелями.

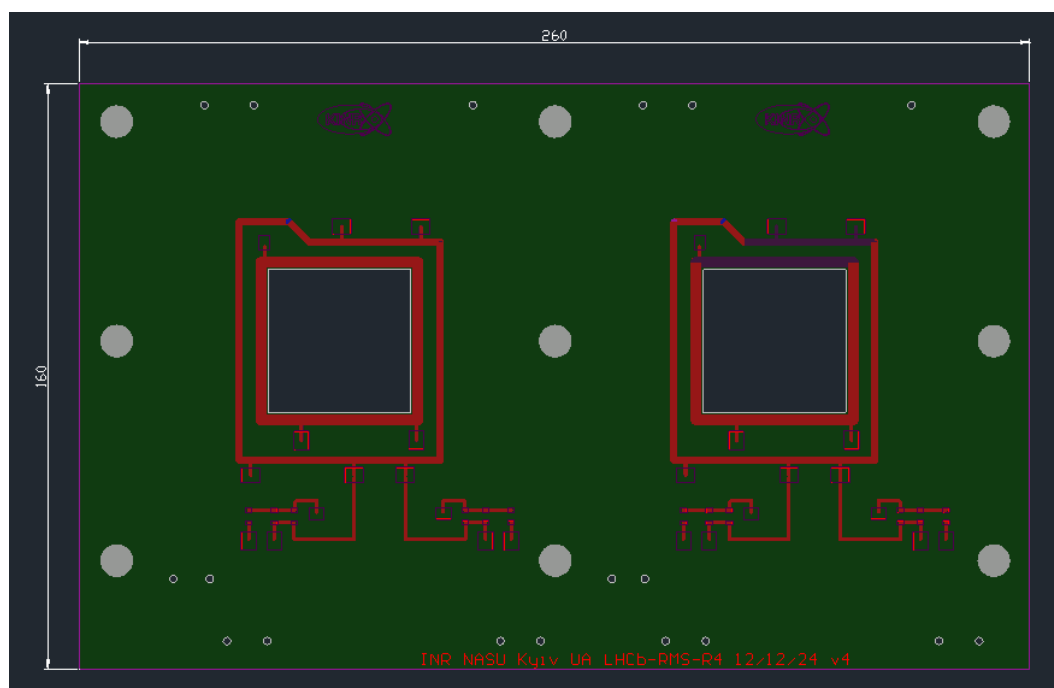


Рис. 1. Креслення запропонованої системи моніторингу фонових випромінювань для експерименту CBM, вид згори. Система буде на основі печатних плат товщиною 1,2 мм з розміром сенсорів $4,2 \text{ см}^2$. Габарити плати 160 мм $\times$ 260 мм.

Основним варіантом для CBM запропоновано модульну багатопластинну конструкцію, успішно випробовану в системі RMS-R3 для LHCb: усередині металевих корпусу, заземленого як екран, розміщено п'ять окремих мідних пластин, закріплених на печатних платах FR-4 (рис. 1 і 2). Центральну пластину утворює сенсор $4,2 \times 4,2 \text{ см}^2$ з мідної фольги 50 мкм; над і під ним знаходяться прискорювальні електроди, що працюють при +24 В, а зовні – тонкі екрани, під'єднані до землі. Таке компонування забезпечує рівномірне внутрішнє поле, при цьому характеристичні параметри, виміряні для RMS-R3, становлять: ємність «сенсор - електрод» 25 пФ, радіаційна стійкість $\approx 1 \text{ ГГр}$ та 10^{20} МР/см^2 ,

робоча напруга 24 В після насичення вихідного сигналу на плато ≈ 15 В, калібрувальний коефіцієнт 550 ± 170 МІР/сенсор/Гц, шум < 10 Гц, стабільність відповіді краще 0,5 % за трирічний період роботи [1, 2].

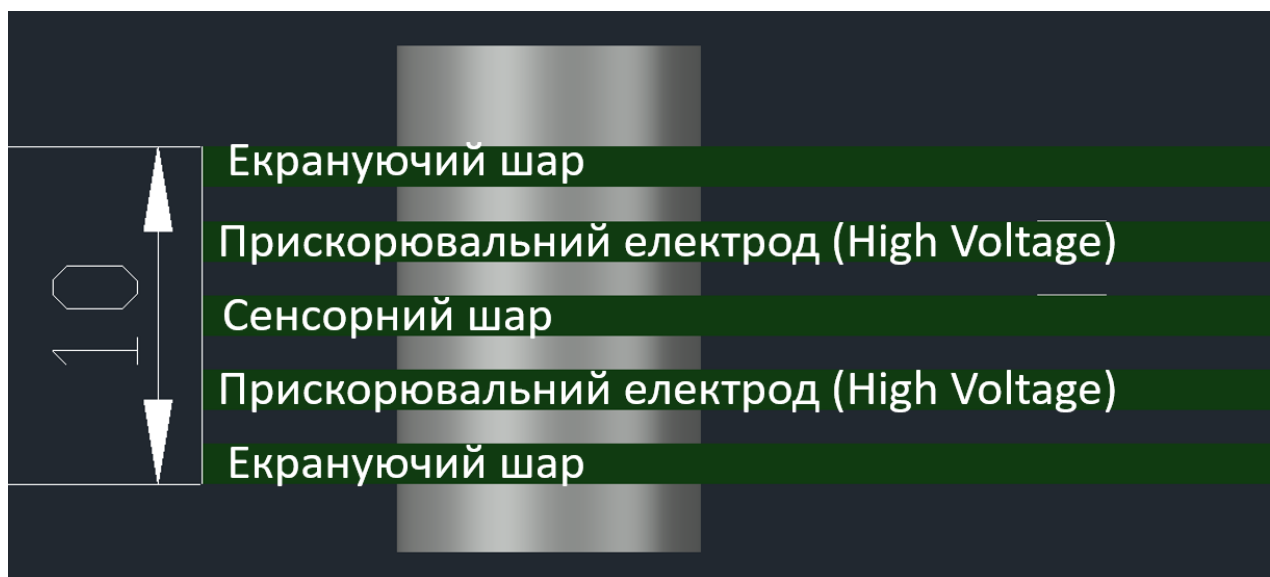


Рис. 2. Креслення запропонованої системи моніторингу фонових випромінювань для експерименту CBM, вид збоку. Система буде із 5 шарів основний сенсорний шар, 2 шари з прискорювальними електродами, та 2 зовнішніх екрануючих шари.

Щоб захистити входи зарядових інтеграторів від статичного заряду, сенсор паралельно шунтовано на землю резистором 100 МОм, у сигнальній лінії буде встановлено послідовний 1 МОм і TVS-діод, а поверхню сенсора оточуватиме заземлений гард-ринг; така схема мінімізує витoki, підвищить стабільність системи при підвищеній ємності детектора. Модульна структура полегшує ремонт: за потреби можна замінити окрему пластину, не замінюючи весь блок, і швидко варіювати зазор або площу сенсора під різні зони CBM. Альтернативою залишається монолітна багатошарова плата завтовшки < 5 мм із сенсором й електродами в одному стеку та зовнішніми GND-площинами; вона дає найменший габарит і максимальну жорсткість, але вимагає повної заміни модуля при пробіі та складнішої реалізації статичного екрана, а також потребує додаткових досліджень. Отже, саме модульний багатошаровий МФД поєднує екстремальну радіаційну витривалість, широкодинамічну лінійність і конструктивну гнучкість, необхідні для безперервного моніторингу фону в умовах експерименту CBM.

Крім основного наукового призначення в межах експерименту CBM, розробка має потенціал до широкого практичного використання. Завдяки універсальності, модульній архітектурі та високим експлуатаційним характеристикам система може бути адаптована для задач екологічного моніторингу (зокрема – на безпілотних платформах), медичних застосувань, промислового контролю та надзвичайних ситуацій. Таким чином, очікувані результати мають не лише фундаментальне, але й значне прикладне значення, що підвищує їхню соціальну й економічну цінність.

Робота виконана при грантовій підтримці EURIZON Fellowship programme EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment”.

1. S.B. Chernyshenko et al. RMS-R3 – the system for monitoring region of interaction and background at the LHCb experiment (CERN). Nucl. Phys. At. Energy 24(2) (2023) 148.
2. С.Б. Чернишенко, В.М. Добішук, В.М. Пугач. Функціональні характеристики системи RMS-R3 у третій серії фізичних вимірювань в експерименті LHCb. Ядерна фізика та енергетика 25(2) (2024) 188.

ЗАДАЧА ДЕКОНВОЛЮЦІЇ СПЕКТРА: ВИБІР ПАРАМЕТРА РЕГУЛЯРИЗАЦІЇ ЗА МЕТОДОМ +S-КРИВОЇ

О. М. Соколов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Завдання деконволюції спектра, тобто, усунення спотворювального впливу апаратури під час реєстрації експериментальних спектрометричних даних, зводиться до вирішення інтегрального рівняння Фредгольма 1-го роду:

$$\int_a^b K(t, s) x(s) ds = y_\delta(t), \quad t \in [c, d],$$

або, в операторному вигляді,

$$Kx = y_\delta, \quad (1)$$

де $x(s)$ – вихідна залежність (неспотворений спектр), що нас цікавить, $y_\delta(t)$ – отримана в результаті реєстрації спектра апаратурою залежність (зареєстрований спектр), δ -рівень її похибки, $K(t, s)$ – апаратна функція, яка передбачається заданою. Змодельовані вхідний та вихідний сигнали представлено на рис 1.

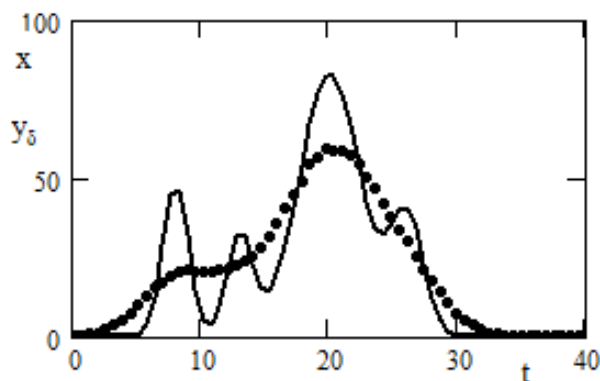


Рис. 1. Вхідний сигнал $x(t)$ (—)
та вихідний сигнал $y_\delta(t)$ (...).

У методі регуляризації [1, 2] розв'язок рівняння (1) з правою частиною $y_\delta(t)$ замінюється завданням на мінімум функціоналу Тихонова

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

яка стійка до похибки в даних, на відміну від завдання (1). Від вибору параметра регуляризації (ПР), балансує вимоги до частин функціоналу (2), залежить стійкість розв'язку задачі (2) і відхилення розв'язку x_α від точного розв'язку вихідної задачі (1). Тому вибору ПР α приділяється особлива увага.

Бажано мати індикатор області балансу. Введемо параметричні функціонали (функції від параметра α):

$$\rho(\alpha) = \|Kx_\alpha - y_\delta\|_{L_2}, \quad (3)$$

$$\gamma(\alpha) = \|x_\alpha\|_{W_2^1} \equiv \left(\|x_\alpha\|_{L_2}^2 + \|x'_\alpha\|_{L_2}^2 \right)^{1/2}. \quad (4)$$

$$\varphi(\alpha) = \|Kx_\alpha - y_\delta\|_{L_2}^2 + \alpha \cdot \|x_\alpha\|_{W_2^1}^2. \quad (5)$$

Усі три функції суворо монотонні. Функції $\rho(\alpha)$ та $\varphi(\alpha)$ (нев'язка і функціонал Тихонова) зростають, норма регуляризованого розв'язку $\gamma(\alpha)$ зменшується [2]. Зазвичай через великий діапазон зміни величин, при зображенні цих функцій на графіку застосовується логарифмічний масштаб по обох осях.

Ми використовуємо для виявлення умови балансу функцію норми регуляризованого розв'язку. Для цього порівнюємо значення функції $\gamma(\alpha)$ для двох різних значень параметра регуляризації, наприклад, для α і $q\alpha$, де $q > 1$. Зручно взяти параметр $q = 10$, тобто, змінити α на один порядок. Як індикатор візьмемо відношення

$$G(\alpha) = \frac{\gamma(\alpha)}{\gamma(q \cdot \alpha)}. \quad (6)$$

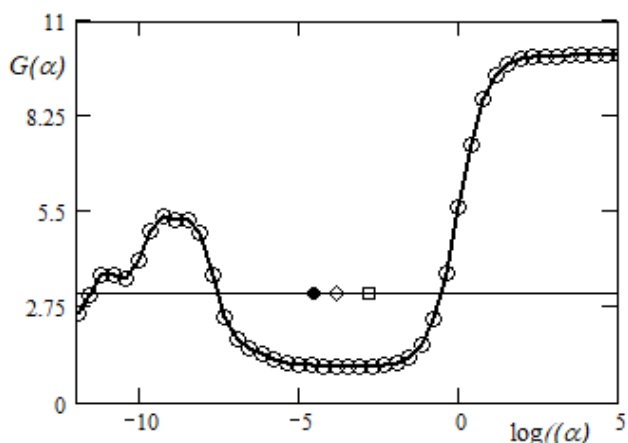


Рис. 2. Плаский мінімум $+S$ -кривої вказує область балансу. На осі відмічено значення ПР, вибрані за методом $+S$ -кривої (крапка), L -кривої (ромб) та за принципом нев'язки (квадрат).

цю ділянку в певній пропорції, наприклад, навіпіл).

Із суворой монотонності спадної функції $\gamma(\alpha)$ випливає, що $G(\alpha) > 1$. Крім того, виявляється $G(\alpha) \rightarrow q (\alpha \rightarrow \infty)$. В області балансу графік функції $G(\alpha)$, з логарифмічною шкалою по α , має добре виражений широкий мінімум, де значення $G(\alpha)$ близькі до 1. Область мінімуму $G(\alpha)$ відповідає області балансу для ПР у (2). Зі зростанням параметра α функція зростає, наближаючись до значення q . Тому права частина графіка $G(\alpha)$ має характерну S -подібну форму (рис. 2).

Маючи в своєму розпорядженні такий зручний засіб, як індикатор балансу, можна запропонувати варіант вибору ПР (критерій $+S$ -кривої) всередині області балансу, а саме, в лівій частині області балансу (між лівою межею області балансу і точкою мінімуму $+S$ -кривою, ділячи

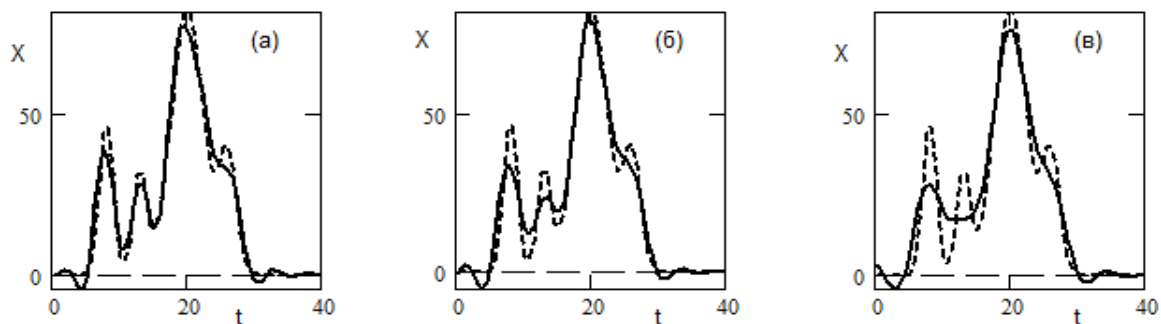


Рис. 3. Відновлений вхідний спектр при виборі ПР за методом $+S$ -кривої (а), L -кривої (б) і за принципом нев'язки (в). (Точний вхідний сигнал – пунктирна лінія).

Як правило, вибір за методом $+S$ -кривої дає значення ПР менше, ніж добре відомі методи вибору за L -кривою [3, 4], та за принципом нев'язки [2], а це да змогу відновити більш тонкі деталі вхідного спектра (рис. 3).

1. А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач* (Москва: Наука, 1979).
2. В.А. Морозов. *Регулярные методы решения некорректно поставленных задач* (Москва: Изд-во МГУ, 1974).
3. P.C. Hansen, The L-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems. In: P. Johnston (Ed.). *Computational Inverse Problems in Electrocardiography* (Southampton, WIT Press, 2001) p. 119.
4. P.C. Hansen, D.P. O'Leary. The use of the L-curve in the regularization of discrete ill-posed problems. *SIAM J. Sci. Comput.* 14 (1993) 1487.

АЛЬФА-РОЗПАД ПРИРОДНИХ ІЗОТОПІВ ЄВРОПІУ, ЩО СУПРОВОДЖУЄТЬСЯ ВИЛЬОТОМ ГАММА-КВАНТІВ

**Н. В. Сокур¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Р. С. Бойко¹, Ф. А. Даневич^{1,2}, А. Інчікітті^{4,5},
Ф. Капелла^{4,5}, В. Карачіоло^{2,3}, Д. В. Касперович¹, М. Лаубенштайн⁶, В. І. Третьак^{1,6}, Р. Черуллі²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

³ Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

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

⁵ Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁶ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Природний європій складається з двох ізотопів [1]: ^{151}Eu (47,81(6) %) і ^{153}Eu (52,19(6) %). Станом на сьогодні спостережено α -розпад ^{151}Eu на основний рівень ^{147}Pm з періодом напіврозпаду $4,62 \cdot 10^{18}$ р. [2, 3]. Однак теоретично дозволені й розпади ^{151}Eu на перший збуджений рівень ^{147}Pm та ^{153}Eu на ^{149}Pm з подальшим розпадом на ^{149}Sm . Такі розпади можна спостерегти методом гамма-спектрометрії. У даних вимірюваннях було використано HPGe-детектор зі свинцевим і мідним пасивним захистом та зразок глибоко очищеного Eu_2O_3 масою 313,8 г, поміщений у пластиковий контейнер. Вимірювання проводили в підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія) на глибині 3600 м водного еквіваленту протягом 4211 год. Шуканих гамма-пиків в енергетичному спектрі не спостережено, але, за попередніми результатами, з використанням методу Фельдмана - Коузіна [4] отримано нижні обмеження на періоди напіврозпаду ^{151}Eu і ^{153}Eu , що становлять $7,8 \cdot 10^{18}$ р. і $2,3 \cdot 10^{18}$ р. відповідно (довірча ймовірність 68 %), що вище за попередні встановлені обмеження [5]. Також виміряні дані дають змогу оцінити енергетично можливий подвійний альфа-розпад даних ізотопів європію.

1. J. Meija et al. Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report). Pure Appl. Chem. 88(3) (2016) 293.
2. P. Belli et al. Search for α decay of natural Europium. Nulc. Phys. A 789 (2007) 15.
3. N. Casali et al. Discovery of the ^{151}Eu α decay. J. Phys. G 41 (2014) 075101.
4. G.J. Feldman, R.D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. Phys. Rev. D 57 (1998) 3873.
5. F.A. Danevich et al. Search for α decay of ^{151}Eu to the first excited level of ^{147}Pm using underground γ -ray spectrometry. Eur. Phys. J. A 48 (2012) 157.

ВПЛИВ ДИСПЕРСІЙНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ НА ПРОФІЛЬ ЕНЕРГЕТИЧНО ЗАЛЕЖНОГО ГЛОБАЛЬНОГО ${}^6\text{Li}$ -ПОТЕНЦІАЛУ

**В. В. Улещенко¹, І. І. Вертегел¹, К. Кемпер², Н. Кілі³, Є. І. Коцій⁴,
В. М. Кир'янчук⁵, С. Ю. Межевич¹, О. А. Понкратенко¹, А. А. Рудчик¹,
К. Русек⁶, Ю. О. Ширма¹, Ю. М. Степаненко¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Університет штату Флорида, Таллахассі, США

³ Національний центр ядерних досліджень, Шьверк, Польща

⁴ Циклотронний інститут Техаського А&М університету, Колледж-Стейшн, США

⁵ НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна

⁶ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

Дисперсійні співвідношення (ДС), що пов'язують дійсну та уявну частини потенціалу ядро-ядерної взаємодії, є аналогом співвідношень Крамерса - Кроніга в оптиці та базуються на фундаментальному принципі причинності [1]. Вони дають змогу пояснити характерну поведінку енергетичних залежностей складових потенціалу поблизу кулонівського бар'єра – так звану «бар'єрну аномалію» [2]. Тому виконання цих співвідношень є умовою побудови коректного енергетично залежного потенціалу.

Один з перспективних методів побудови глобального потенціалу, придатного для опису взаємодії як стабільних, так і нестабільних ядер у широкому енергетичному діапазоні, спирається на використання моделі подвійного фолдінгу. У цьому підході як дійсна, так і уявна частини потенціалу визначаються на основі модельних нуклонних густин [3], з використанням нормувальних і радіальних масштабних множників N_R , t_R та N_I , t_I для дійсної та уявної частин потенціалу відповідно:

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

Застосування такого підходу до опису пружного розсіяння ядер ${}^6\text{Li}$ на парно-парних ядрах у діапазоні енергій 1 - 100 МеВ/нуклон демонструє добрий опис експериментальних даних [4].

У даній роботі детально аналізується вплив ДС на побудову глобального енергетично залежного ${}^6\text{Li}$ -потенціалу. Формально найбільш коректним є формулювання ДС для нелокального потенціалу [1], однак після приведення до локальної форми потенціал можна розкласти на два доданки: один із слабкою енергетичною залежністю, а другий (так званий потенціал динамічної поляризації) характеризується сильною залежністю від енергії та обчислюється як інтеграл по енергії від комплексного оптичного потенціалу згідно з ДС. Для кожної складової потенціалу (дійсної й уявної) окремо записуємо:

$$V(r, E) = V^0(r, E) + \Delta V(r, E), \quad (2)$$

$$W(r, E) = W^0(r, E) + \Delta W(r, E), \quad (3)$$

де

$$\Delta V(r, E) = \frac{1}{\pi} \text{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta W(r, E')}{E' - E} dE', \quad (4)$$

$$\Delta W(r, E) = -\frac{1}{\pi} \text{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta V(r, E')}{E' - E} dE'. \quad (5)$$

Традиційно приймають $W^0(r, E) = 0$, але в даній роботі таке обмеження не використовується.

Початковий етап побудови потенціалу [4] полягав у пошуку параметрів N_R , t_R та N_I , t_I для кожного окремого експериментального кутового розподілу, з подальшим аналізом і моделюванням тенденцій зміни отриманих значень зі зміною енергії зіткнення. Виявилось, що N_R та N_I проявляють помітну енергетичну залежність, у той час, як t_R та t_I можна в першому наближенні вважати енергетично незалежними. При цьому є дві групи значень масштабних множників, що забезпечують порівняний опис даних, а саме: $t_R \approx 1,0$, $t_I \approx 0,8$, та $t_R \approx 0,8$, $t_I \approx 1,0$.

Урахування ДС (формули (2) - (5)) накладає суттєве обмеження на потенціали типу (1): через слабку енергетичну залежність радіального профілю фолдінг-потенціалу $V_{DF}(r)$, потенціал, який задовольняє ДС, не може мати різні масштабні множники для дійсної й уявної частин. ДС вимагають схожості радіального профілю обох частин комплексного потенціалу, що природним чином змішує відповідні компоненти, що відповідають наборам (t_R, t_I) в околах точок $(1,0, 0,8)$ та $(0,8, 1,0)$.

Важливою особливістю даної роботи є включення ДС вже на етапі пошуку параметрів енергетично залежного потенціалу, тобто при підгонці до експериментальних даних, чого раніше не робилося. Для коректного врахування ДС у процесі підгонки необхідно коректно врахувати вплив даних співвідношень на параметр χ^2 , мінімізація якого і використовується для пошуку параметрів потенціалу. Дана процедура не є очевидною і в роботі застосовано три різних підходи.

У результаті аналізу показано, що включення ДС до процесу побудови глобального енергетично залежного потенціалу ядро-ядерної взаємодії, є можливим уже на етапі підгонки параметрів, а не тільки через перевірку отриманого потенціалу на виконання ДС. У підході (1) така процедура вимагає двокомпонентної радіальної залежності як дійсної, так і уявної частин потенціалу. Отриманий потенціал забезпечує систематично кращий опис експериментальних даних ніж потенціали, побудовані без врахування ДС.

1. G.R. Satchler. Phys. Rep. 199(3) (1991) 147.
2. C. Mahaux, H. Ngo, G. Satchler. Nucl. Phys. A 449 (1986) 354.
3. T. Al-Abdullah et al. Phys. Rev. C 89 (2014) 064602.
4. O. Ponkratenko et al. In: Conference «Nuclear Physics in Transcarpathia». Book of Abstracts. Uzhgorod, Ukraine, May 21 - 23 2024, p. 149.

FIRST ESTIMATION OF THE EFFECT OF CURVED FOIL GEOMETRY ON THE DETECTION EFFICIENCY OF THE SuperNEMO DEMONSTRATOR

K. S. Filonenko¹, M. Macko², O. A. Bezshyyko¹, L. O. Golinka-Bezshyyko¹

¹ *Department of Nuclear Physics, Taras Shevchenko Kyiv National University, Kyiv, Ukraine*

² *Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic*

Two-neutrino double beta decay ($2\nu\beta\beta$) [1] is an extremely rare nuclear process in which two protons bound within a nucleus simultaneously transform into two neutrons, accompanied by the emission of two electrons and two antineutrinos. The half-life of this process varies significantly depending on the decaying nucleus, typically ranging from 10^{18} to 10^{23} years. It has been experimentally observed in several isotopes, including ^{82}Se , ^{76}Ge , and ^{100}Mo .

In recent decades, considerable progress has been made in the search for neutrinoless double beta decay ($0\nu\beta\beta$) [2]. This hypothetical process is similar to ($2\nu\beta\beta$) but occurs without the emission of neutrinos. It violates lepton number conservation and lies beyond the Standard Model. The observation of ($0\nu\beta\beta$) would have profound implications for particle physics, as its half-life is directly related to the so-called effective neutrino mass, offering a potential method to determine the absolute scale of neutrino masses. This decay is only possible if the neutrino is a Majorana particle, meaning it is its own antiparticle. Detecting ($0\nu\beta\beta$) is extraordinarily difficult due to its extreme rarity, several orders of magnitude less frequent than $2\nu\beta\beta$.

The SuperNEMO detector is a unique experimental apparatus specifically designed to search for $0\nu\beta\beta$. It is located in the Modane Underground Laboratory at a depth of 1.700 m (equivalent to 4800 m of water), providing excellent shielding from cosmic radiation and achieving a muon suppression factor of approximately 10^{-6} . The primary objective of SuperNEMO is the detection of $0\nu\beta\beta$ in ^{82}Se . However, its innovative design also enables precise measurements of $2\nu\beta\beta$ and searches for exotic decay modes.

SuperNEMO follows two key design principles: the use of ultra-radiopure detector materials and advanced technologies for effective background suppression. It combines a calorimeter with a tracking system, an approach unique in the field of $0\nu\beta\beta$ research. The tracking capability significantly improves background discrimination. The goal of the experiment is to achieve a background-free measurement in the region of interest for $0\nu\beta\beta$ in ^{82}Se over 2.5 years of data collection.

The SuperNEMO detector utilizes ^{82}Se foils as sources of electrons. Ideally, these foils are expected to be flat; however, in practice, they often deform under the influence of gravity, resulting in complex, curved shapes. This deformation raises concerns about the accuracy of the reconstructed data, as the actual geometry of the source deviates from the idealized configuration assumed in the analysis.

To assess the potential impact of this discrepancy, we performed simulations using both flat and curved foil geometries. The actual shape of the source foils was precisely measured using laser scanning techniques, allowing the construction of an accurate deformation model to be incorporated into the simulation. The key quantity used for comparison is the efficiency, defined as the fraction of generated events that satisfy a given set of selection criteria.

The simulations were performed for four processes: $0\nu\beta\beta$ and $2\nu\beta\beta$ decays of ^{82}Se (representing the signal and background of the standard model, respectively), as well as background processes involving ^{214}Bi and ^{208}Tl . These two isotopes are of particular concern because they are the only naturally occurring radionuclides with values of Q_β exceeding the $Q_{\beta\beta}$ of ^{82}Se (2.995 MeV): 3.272 MeV for ^{214}Bi and 5.001 MeV for ^{208}Tl [3].

Both ^{214}Bi and ^{208}Tl originate from long-lived natural decay chains (^{238}U and ^{232}Th , respectively) and can be present as trace contamination in the detector materials or the surrounding environment. Their beta decays often proceed through excited states of the daughter nuclei and are accompanied by the emission of high-energy gamma rays. These gamma rays can undergo Compton scattering or pair production in the detector, generating secondary electrons.

The key concern is that such decay chains can mimic the $0\nu\beta\beta$ signal by producing topologies in which two electrons appear to emerge from a common vertex within the source foil and deposit energy in the region of interest around 2.995 MeV [3].

Thanks to the unique tracking-calorimeter technique used in SuperNEMO, the experiment can distinguish the signal from the background by reconstructing the trajectories and energies of individual particles. This enables topological discrimination between true double beta events and background mimics, particularly by identifying whether the origin of the particles is internal or external to the source foil.

In this study, we investigated how the efficiency changes depending on the shape of the source foil, applying both the standard SuperNEMO selection criteria and additional constraints. These additional cuts include the spatial separation between the reconstructed electron vertices and the internal and external probabilities associated with each event. The applied cuts are designed to suppress the background while preserving signal efficiency, allowing for a robust comparison between different source geometries.

The research was partially supported by The National Research Foundation of Ukraine within the project application number 2023.05/0024.

1. M. Goeppert-Mayer. Double beta-disintegration. *Phys. Rev.* 48(6) (1935) 512.
2. W.H. Furry. On transition probabilities in double beta-disintegration. *Phys. Rev.* 56(12) (1939) 1184.
3. V. Palušová. Monte Carlo simulations of detectors background and analysis of background characteristics of the SuperNEMO experiment in the Modane underground laboratory. Theses. Université de Bordeaux; Univerzita Komenského (Bratislava). Faculté de mathématiques, physique et informatique, 2021.

ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЯ ЗІ СЦИНТИЛЯЦІЙНИМИ КРИСТАЛАМИ CsI(Tl), NaI(Tl) ТА CdWO₄ ЗА ДОПОМОГОЮ КРЕМНІЄВОГО ФОТОПОМНОЖУВАЧА

**Р. Ю. Чаплинський¹, Ф. А. Даневич^{1,2}, Д. В. Касперович¹, В. Р. Клавдієнко¹,
В. В. Кобичев¹, Е. Є. Петросян¹, Р. Б. Подвіянюк³, О. Г. Поліщук¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

³ Університет Південної Дакоти, Вермільйон, США

Кремнієвий фотоелектронний помножувач (silicon photomultiplier, SiPM) складається з матриці комірок (типовий розмір 10 - 50 мкм), кожна з яких працює в режимі лавинного фотодіода. До кожної комірки прикладається зворотне зміщення вище напруги пробую для досягнення лавинного підсилення. Сумарний вихід струму комірок забезпечує фоточутливість на рівні одиничного фотона, широкий динамічний діапазон та швидкі часові характеристики (джиттер < 1 нс). На відміну від вакуумних фотоелектронних помножувачів, SiPM працюють при низьких напругах живлення (< 100 В), нечутливі до магнітних полів і мають компактні габарити та високу механічну стійкість, тому вони можуть використовуватися для компактних детекторних систем і роботи при низьких температурах [1]. Завдяки цим перевагам SiPM є придатним для застосування з мобільними спектрометрами, зокрема на базі БПЛА (безпілотними літальними апаратами), космічних апаратів тощо.

У цій роботі представлено результати дослідження сигналів від сцинтиляційних кристалів CdWO₄, CsI(Tl) та NaI(Tl), зареєстрованих сучасним SiPM MICROFC-30035-SMT-TR виробництва OnSemi (США) [2].

Вимірювання проводилися за допомогою осцилографічної приставки OWON VDS3102 та підсилювача на основі мікросхеми AD811. Детекторна збірка кристалу з SiPM розміщувалася в екранованому світлонепроникному контейнері. Схема підключення представлена на рис 1.

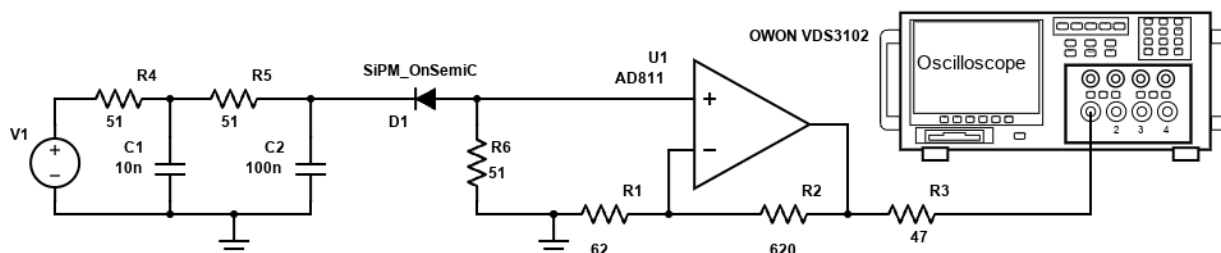


Рис. 1. Схема підключення експериментальної установки.

Основні характеристики сцинтиляційних кристалів, що були використані в роботі, наведено в таблиці.

Характеристики сцинтиляційних кристалів

Характеристика	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CdWO ₄
Час висвітлювання [3]	250 нс	600 нс, 3,5 мкс	12 - 15 мкс
Довжина хвилі в максимумі інтенсивності, нм [3]	415	550	480
Світловихід, фотон/MeV[3]	38000	54000	13000
Післясвітіння	~0,5% @6 мс	0,5 - 5 % @6 мс	< 0,1% @3 мс
Розмір та форма, мм	Циліндр 51 × 51 × 51	Паралелепіпед 10 × 6 × 6	Еліптичний циліндр Ø(18 - 20) × 20

На рис. 2 показано зареєстровані форми сигналів. Слід відзначити розділення окремих фотоелектронів у сигналі CdWO₄, що пов'язано з комбінацією високої швидкості світлоприймача, довгого часу висвітлювання цього кристалу та порівняно невисоким світловиходом [4]. З іншого боку, спотворення експоненційної форми сигналу помітно від доволі швидкого кристалу NaI(Tl), що викликано стохастичною зміною кількості фотонів, які нерівномірно потрапляють на вхідне вікно SiPM. Високий світловихід та доволі короткий час висвічування сигналів, зареєстрованих за допомогою SiPM, роблять CsI(Tl) одним з найбільш підходящих для використання з класичною спектрометричною електронікою. На рис. 2 також показано попередній енергетичний гамма спектр,

накопичений кристалом CsI(Tl) від джерела ^{207}Bi , сформований за допомогою цифрової обробки записаних даних. У спектрі можна виділити піки 569 кеВ з напівшириною на напіввисоті (НШНВ) 95,7 кеВ та 1064 кеВ з НШНВ 103,2 кеВ.

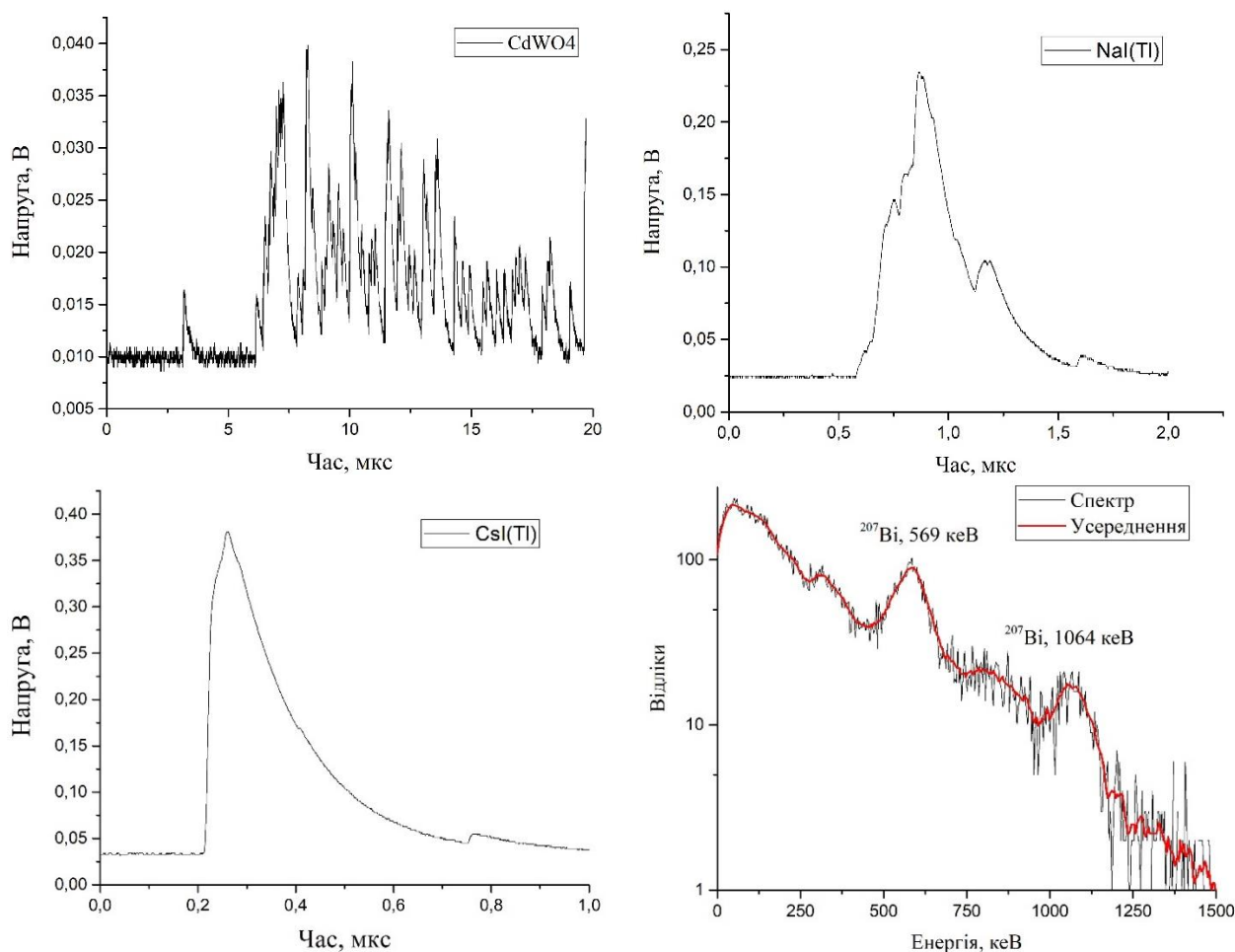


Рис. 2. Оцифровані форми сигналів та енергетичний спектр ^{207}Bi , набраний з кристалом CsI(Tl).

Завдяки високому коефіцієнту підсилення, швидкодії, компактності та невисокої напруги зміщення, сучасні SiPM все частіше використовуються, в тому числі в області ядерно-фізичних досліджень. У даній роботі показано, як за допомогою відносно простої та дешевої системи реєстрації (SiPM, джерела живлення та осцилографічної приставки) можливо отримувати енергетичні спектри зі сцинтиляційними кристалами. У подальшому буде розроблено ланцюжок цифрових алгоритмів для побудови гамма-спектрів, ідентифікації радіонуклідного складу зразків і компактну електроніку для радіаційного моніторингу в реальному часі з БПЛА.

1. R. Klanner. *Nucl. Instrum. Methods A* 926 (2019) 36.
2. Silicon Photomultipliers (SiPM), Low-Noise, Blue-Sensitive C-Series SiPM Sensors. *Onsemi. Data sheet* (2022) 16 p.
3. <https://www.luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators>
4. L. Bardelli et al. *Nucl. Instrum. Methods A* 569 (2006) 743.

ПРОГРАМНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ДЛЯ МОНІТОРИНГОВОЇ СИСТЕМИ RMS-R3 ТА РЕЗУЛЬТАТИ ЗА 2024 Р. У ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

С. Чернишенко, В. Пугач, В. Кива, О. Охріменко, Д. Рамазанов

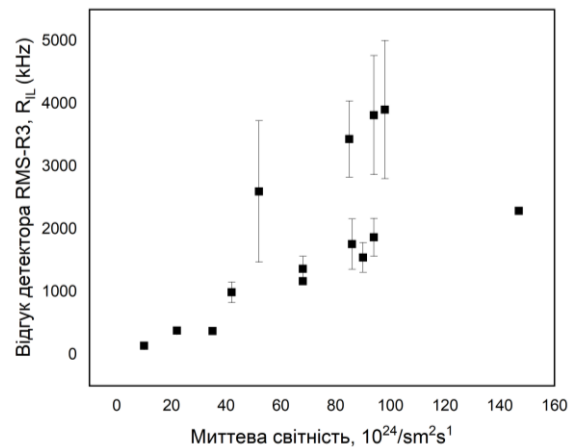
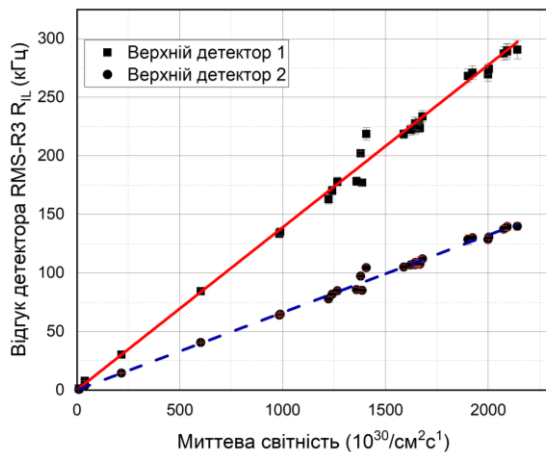
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Експеримент LHCb [1] спрямований на точне вимірювання порушення CP-парності у розпадах адронів на важкі кварки, дослідження зіткнень важких іонів, універсальності лептонного смаку, рідкісних розпадів і пошук процесів, що виходять за межі Стандартної моделі. Унікальною особливістю експерименту LHCb є проведення досліджень у режимі колайдера і в режимі фіксованої мішені з газоподібного мішенню [2] одночасно. Дані вимірюються у двох екстремальних областях фазової діаграми квантової хромодинаміки: при високій температурі - низькій густині (режим колайдера) та при високій густині - низькій температурі (режим фіксованої мішені). Модернізація LHCb у 2019 - 2021 рр. дала змогу збільшити миттєву світність у RUN-3 до $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, що в п'ять разів вище, ніж у RUN-2. З міркувань безпеки та надійності в експерименті LHCb у RUN-3 (2022 - 2026 рр.) передбачено три системи моніторингу пучка та фону [2]. У тезах розглянуто успішне впровадження програмного забезпечення та аналіз даних, отриманих у 2024 р. за допомогою однієї з систем цієї тріади – RMS-R3.

RMS-R3 – це система з восьми детекторів, що виконує два ключових завдання моніторингу [3]: вимірювання миттєвої світності та контроль відтворюваності умов експерименту. Ключовим досягненням є розробка програмного забезпечення в середовищі MONET, яке забезпечує зручний інтерфейс для фізиків у центрі управління експериментом LHCb. Створено спеціалізоване програмне забезпечення для відображення інформації, що дає змогу швидко виявляти нештатні ситуації, такі як перевищення максимальної світності, зміщення області зіткнення пучків чи підвищений фон. Моніторинг базується на методі асиметрії, що визначається як: $A_{ij} = (R_i - R_j)/(R_i + R_j)$, де R_i та R_j – це показники відгуку детекторів у парах «верх - низ» або «ліво - право».

У середовищі MONET розроблено графічний інтерфейс з чотирма моніторами, які відображають проєкції асиметрії для пар детекторів. Інтерфейс містить вичерпні пояснювальні коментарі та інструкції для операторів у випадку перевищення встановлених меж. Спостережувані значення асиметрії для протон-протонних зіткнень при 13,6 TeV залишаються нижче 1 %, що підтверджує стабільність області взаємодії в межах 40 мкм у напрямках X/Y та 9 мм у напрямку Z. Чутливість системи забезпечує точність вимірювання 0,1 %. Інтеграція в рамках WinCC та особливо MONET представляє значне досягнення, що забезпечує ефективний моніторинг умов пучка та фону. Програмне забезпечення MONET повністю включило RMS-R3 у середовище LHCb ECS зі скриптами для обробки даних та візуалізації.

Система моніторингу пучка та фону RMS-R3 продемонструвала надійну роботу в моніторингу зіткнень pp та PbPb протягом 2024 р. Тоді, коли залежність відгуку RMS-R3 для pp зіткнень від миттєвої світності виявилася лінійною з різними кутами нахилу для різних позицій детекторів, аналіз вибраних філів для PbPb показав чітку лінійну залежність між відгуком детектора і миттєвою світністю, причому деякі точки даних демонстрували значення, що вдвічі перевищують очікувану величину, зберігаючи при цьому лінійність (рисунок). Це явище було досліджено за допомогою методу асиметрії, використовуючи стратегічне розташування чотирьох модулів детектора в протилежних і перпендикулярних парах.



Залежності відгуку RMS-R3 від миттєвої світності для протон-протонних зіткнень (ліворуч) та свинцево-свинцевих зіткнень (праворуч) за 2024 р.

Вивчення проекцій асиметрії виявило стабільні значення центроїда для детекторів першого каналу, розташованих ближче до пучка, що свідчить про те, що спостережувані розбіжності у відгуку на світність пояснюються збільшенням фону, а не проблемами детекторів. На противагу цьому, детектори другого каналу показали менш стабільну поведінку асиметрії, ймовірно, через зменшення статистики через більшу відстань від пучка і часткове затінення PLUME. Це є значним покращенням порівняно з даними зіткнень PbPb 2023 р., які демонстрували зростаючу асиметрію, незважаючи на високу світність, що призводило до більших помилок і розкиданих результатів. Система успішно виявила зіткнення аж до надзвичайно низьких значень світності $10^{-24} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, продемонструвавши свою високу чутливість і точність у застосуванні для моніторингу пучків.

Робота виконана при грантовій підтримці EURIZON Fellowship programme EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment”.

1. R. Aaji et al. The LHCb upgrade I. J. Instrum. 19(05) (2024) P05065.
2. S.B. Chernyshenko et al. RMS-R3 – the system for monitoring region of interaction and background at the LHCb experiment (CERN). Nucl. Phys. At. Energy 24(2) (2023) 148.
3. С.Б. Чернишенко, В.М. Добішук, В.М. Пугач. Функціональні характеристики системи RMS-R3 у третій серії фізичних вимірювань. Ядерна фізика та енергетика 25(2) (2024) 188.

РОЗРОБКА АЛГОРИТМУ ПОШУКУ ЗМІЩЕНИХ ВЕРШИН З VELO ТРЕКІВ ДЛЯ ТРИГЕРА HLT1 НА LHCb

В. О. Янковський¹, А. С. Усачов², О. А. Безшийко¹, Л. О. Голінка-Безшийко¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Вільний університет Амстердама та Нідерландський національний інститут субатомної фізики,
Амстердам, Нідерланди

Багато сценаріїв Нової Фізики припускають існування нових довгоживучих частинок (Long-Lived Particles), які можуть допомогти пояснити давні проблеми фізики, такі як існування темної матерії. Такі частинки можуть утворюватись у високоенергетичних протон-протонних зіткненнях на великому адронному колайдері (БАК) і можуть бути зареєстровані детектором LHCb [1], що має унікальну чутливість до частинок з масою порядку гігаелектронвольт. Детектор LHCb – це одноплечовий спектрометр, який дуже добре оснащений у передній частині, що дає змогу йому виявляти сигнал від розпаду LLP на частинки Стандартної Моделі з високою точністю. Однак, щоб робити це ефективно, потрібен спеціальний алгоритм, який може швидко ідентифікувати вершини розпаду – точки в просторі, в яких відбулася взаємодія частинок або розпад частинки з утворенням нових.

У межах даної роботи розглядаються два основні типи вершин: первинні вершини (Primary Vertices, PV) та узагальнено зміщені вершини (Generic Displaced Vertices, GDV). Первинні вершини розташовані в безпосередній близькості до лінії пучка (beamline) та, як правило, асоціюються з точками зіткнення протонів або розпадами короткоживучих частинок. Узагальнено зміщені вершини розташовані на помітній відстані від beamline, що робить їх потенційними кандидатами на точки розпаду довгоживучих частинок. Такі частинки мають достатній час життя, щоб покинути область зіткнення перед розпадом.

Проект має на меті розробити новий алгоритм GVFinder, що шукає GDV в експерименті LHCb. Після того, як алгоритм буде готовий, він потребуватиме швидкої реалізації на CUDA для запуску в режимі онлайн на LHCb GPU фермі. Чутливість пошуків LLP буде значно підвищено за рахунок спеціального тригера.

На даний момент детектор LHCb здатен зчитувати дані зі швидкістю до 40 Тбіт/с. Такий обсяг інформації потребує ефективної селекції, яка здійснюється за допомогою двоступеневої програмної системи тригерів: HLT1 та HLT2 [2]. У період LHC Run 3 тригер HLT1 було модернізовано через повну реалізацію на графічних процесорах (GPU), що зробило його першим повністю GPU-орієнтованим тригером, який використовується в експериментах на БАК. Ця архітектурна інновація відкриває нові можливості для вивчення рідкісних фізичних процесів. У межах цієї роботи розробляється алгоритм для виявлення зміщених вершин, призначений саме для використання в рамках тригера HLT1.

Для реконструкції вершин алгоритм працює з треками отриманими з VELO детектора [3]. Сам алгоритм пошуку GDV реалізується в кілька етапів:

1. Пошук вершин за парами треків. На початковому етапі розглядаються всі можливі пари треків, реконструйованих у події, для яких обчислюється відстань між ними. Якщо пара задовольняє умову близькості відповідно до критерію χ^2 , формується початкова вершина (Seed Vertex), що розглядається як кандидат на справжню зміщену вершину (GDV). Для такої вершини визначаються її просторові координати, значення χ^2 , набір з двох треків, а також коваріантна матриця, яка описує похибки на параметри вершини.

2. Додавання інших треків до вершини. На наступному етапі усі інші треки перевіряються на приналежність побудованій Seed Vertex. Для цього вимірюється відстань між вершиною та кожним іншим треком у події. Якщо за тим же параметром χ^2 вони близькі, то дані треки присвоюються обраній вершині. На цьому етапі оновлюється значення загального χ^2 для Seed Vertex, враховуючи вагові коефіцієнти для доданих треків, і відповідно змінюється вигляд коваріантних матриць та координати вершини.

3. Об'єднання вершин. У випадку, коли декілька вершин розташовані на достатньо близькій відстані одна від одної, їх можна розглядати як єдину вершину. На цьому етапі здійснюється обчислення відстаней між усіма створеними вершинами, після чого, при досягненні певного порогу близькості за критерієм χ^2 , формуються нові об'єднані вершини. Як результат, загальна кількість кандидатів для GDV зменшується.

На початку роботи було проведено аналіз існуючих алгоритмів, що використовуються для тригерування в HLT1. Серед них варто відзначити PVFinder, який став основою для цієї роботи. Він реалізований на GPU і наразі використовується в науковій програмі експерименту LHCb. Його основна функція – реконструкція первинних вершин, які будуть використані як еталон для оцінювання ефективності алгоритму GVFinder, а також для фільтрації, що дасть змогу сформувати чистий набір зі зміщених вершин. Для подальшого аналізу результатів було створено модуль моніторингу, який дає можливість візуалізувати координати реконструйованих GDV.

Першим важливим критерієм для алгоритму є правильна реконструкція PV. Якщо порівняти рис. 1 і рис. 2 то видно, що піки на гістограмі по GDV збігаються з положеннями PV, що можна пояснити великою кількістю близьких треків, які належать цим PV, і відповідну велику кількість попарно побудованих GDV.

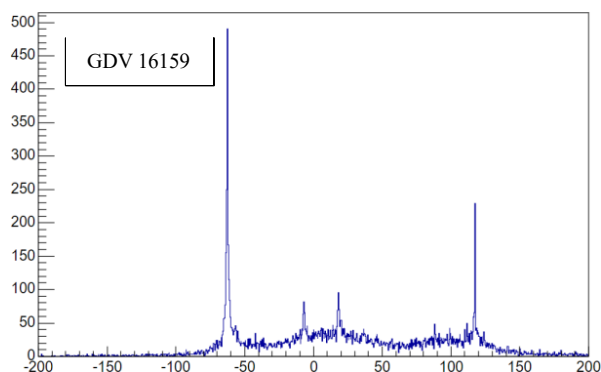


Рис. 1. Z-координати GDVs з двох треків.

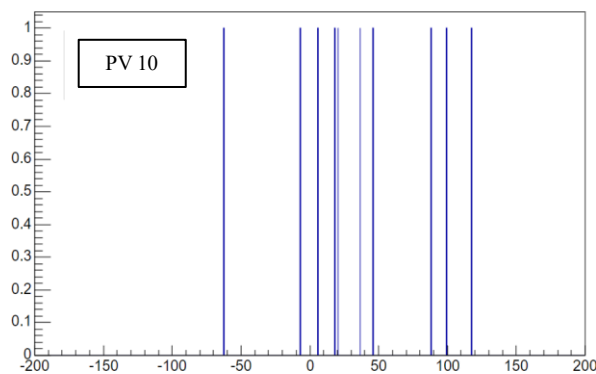


Рис. 2. Z-координати PVs знайдені PVFinder.

Як висновок у ході виконання даної роботи було написано алгоритм пошуку узагальнено зміщених вершин та модуль моніторингу для аналізу. Проект має потенціал для подальшого розвитку: введення архітектури для паралельного обчислення та запуск алгоритму на GPU, оптимізація параметрів на етапі об'єднання вершин та присвоєння треків, введення додаткових критеріїв фільтрації. У перспективі отриманий набір реконструйованих GDV буде використано у фізичних задачах, пов'язаних з пошуком довгоживучих частинок, зокрема для пошуків екзотичних вершин розпаду.

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. The LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *J. Instrum.* **3** (2008) S08005.
2. R. Aaij et al. Allen: A high level trigger on GPUs for LHCb. [arXiv:1912.09161v2 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1912.09161v2).
3. LHCb Collaboration. LHCb Velo Upgrade Technical Design Report. CERN-LHCC-2013-021; LHCb-TDR-013.

ЯДЕРНА ЕНЕРГЕТИКА В ЕНЕРГЕТИЧНІЙ СТРАТЕГІЇ УКРАЇНИ

В. І. Борисенко

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

Станом на 2025 р. на АЕС України експлуатуються 15 енергоблоків з реакторами типу ВВЕР (2 – ВВЕР-440, 13 – ВВЕР-1000). 12 енергоблоків вже перетнули 30-ти річний строк експлуатації, який був визначений генеральним конструктором ВВЕР як проектний строк експлуатації.

В оптимістичному сценарії продовження терміну експлуатації до 60 років, 12 енергоблоків буде виведено до 2050 р. (табл. 1).

Таблиця 1. Оптимістичний термін продовження експлуатації реакторних установок до 60 років

Назва енергоблока	Тип реакторної установки	Потужність, МВт	Промислова експлуатація	Оптимістичний термін продовження експлуатації
РАЕС-1	ВВЕР-440/213	420	22.12.1980	11.12.2040
РАЕС-2	ВВЕР-440/213	415	22.12.1981	11.12.2041
РАЕС-3	ВВЕР-1000/320	1000	11.12.1987	11.12.2047
РАЕС-4	ВВЕР-1000/320	1000	07.06.2005	07.06.2065
ПАЕС-1	ВВЕР-1000/302	1000	02.12.1983	02.12.2043
ПАЕС-2	ВВЕР-1000/338	1000	12.05.1985	31.12.2045
ПАЕС-3	ВВЕР-1000/320	1000	10.02.1990	10.02.2050
ЗАЕС-1	ВВЕР-1000/320	1000	23.12.1985	23.12.2045
ЗАЕС-2	ВВЕР-1000/320	1000	19.02.1986	19.02.2046
ЗАЕС-3	ВВЕР-1000/320	1000	05.03.1987	05.03.2047
ЗАЕС-4	ВВЕР-1000/320	1000	04.04.1988	04.04.2048
ЗАЕС-5	ВВЕР-1000/320	1000	27.05.1990	27.05.2050
ЗАЕС-6	ВВЕР-1000/320	1000	21.10.1996	21.10.2056
ХАЕС-1	ВВЕР-1000/320	1000	13.12.1988	13.12.2048
ХАЕС-2	ВВЕР-1000/320	1000	07.09.2005	07.09.2065

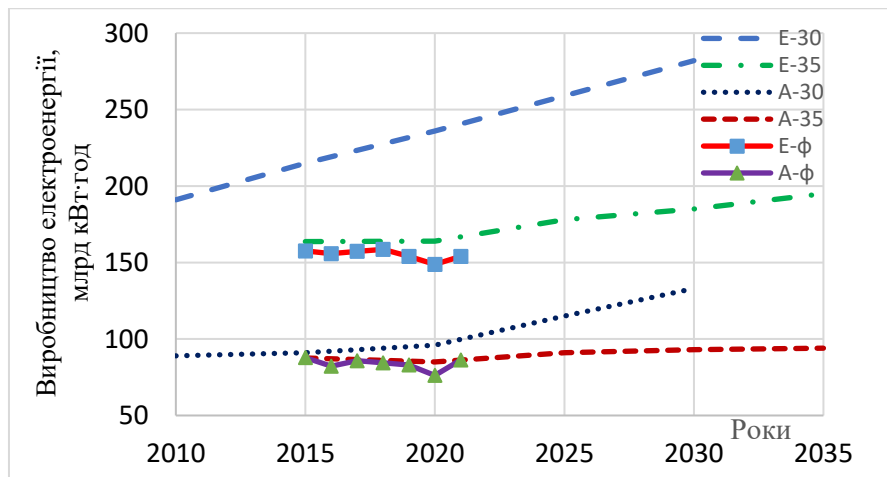
Відповідно до Енергетичної Програми України до 2010 р. [1] було заплановано побудувати 22 нових енергоблоки (добудовано було два: ХАЕС-2, РАЕС-4). У подальшому у 2006 р. КМУ була прийнята «Енергетична стратегія України до 2030 р» [2], яка втратила чинність у 2013 р. (схвалено нову редакцію ЕСУ-2030) [3], яка в свою чергу втратила чинність у 2017 р. з прийняттям КМУ Енергетичної стратегії України до 2035 р [4]. Поки що остання Енергетична стратегія України на період до 2050 р. прийнята КМУ 21.04.2023 [5]. Однак жодна з прийнятих енергетичних стратегій так і не була виконана: не досягнуті прогнозовані цілі і показники. Уже через короткий час їхньої реалізації була очевидною їхня нездійсненність, і всі наступні редакції приймалися задовго до закінчення терміну дії попередньої.

На рисунку наведено планові та фактичні показники (ф) з виробництва електроенергії в енергетичному секторі (Е) і на АЕС (А) відповідно до ЕСУ-2030 і ЕСУ-2035.

Згідно з планами ЕСУ-2050 Україна має потенціал до 2050 р. наростити потужності електрогенерації у ~5 разів (табл. 2). Враховуючи заплановане виведення з експлуатації до 2050 р. 12 енергоблоків, відповідно до ЕСУ-2050 необхідно побудувати 27 ГВт електричної потужності на АЕС. З огляду на те, що за часів незалежності досі не було збудовано жодної реакторної установки «з нуля», реалізація таких планів викликає сумніви. А з іншого боку, перш за все необхідно визначитися з потребами України в електрогенерації, а також оптимізувати розподіли між різними типами генерації: АЕС, ВДЕ (СЕС, ВЕС), ГЕС+ГАЕС тощо.

В одному сценарії розвитку в рамках ЕСУ-2050, можна відмітити ключові цілі до 2030 р:

- очікувана економія енергії у будівлях органів державної влади не менше 24,9 ГВт·год/рік;
- поглиблення диверсифікації джерел і шляхів постачання енергоресурсів – не більше 30 % від одного постачальника.



Планові і фактичні показники з виробництва електроенергії відповідно до ЕСУ-2030 і ЕСУ-2035

Таблиця 2. Плани ЕСУ-2050 щодо збільшення потужності встановленої електрогенерації

Тип генерації	2022	ЕСУ-2050	Збільшення
ТЕС	21,84		
АЕС	13,84	30	2,2
СЕС	6,41	94	14,7
ТЕЦ+Біо	6,36	18	2,8
ГЕС+ГАЕС	6,32	9	1,4
ВЕС	1,53	140	91,5
Всього	56,3	282	5,0

1. Постанова Верховної ради України «Про національну енергетичну програму України до 2010 року» від 15 травня 1996 року, № 191/96-Вр.
2. Про схвалення енергетичної стратегії України на період до 2030 року. Розпорядження Кабінету Міністрів України від 15.03.2006, № 145-р.
3. Оновлена енергетична стратегія України на період до 2030 року. Розпорядження Кабінету Міністрів України від 27.04.2013, № 1070-р. «Про схвалення енергетичної стратегії України на період до 2030 року».
4. Про схвалення Енергетичної стратегії України на період до 2035 року “Безпека, енергоефективність, конкурентоспроможність” Розпорядження Кабінету Міністрів України від 18.08.2017 р. № 605-р
5. Стратегія майбутнього: Україна – це енергетичний хаб, який допоможе Європі позбутися залежності від росії.

ІННОВАЦІЙНИЙ ФІБРОБЕТОН З ПОКРАЩЕНИМИ ЗАХИСНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ ВІД РАДІОАКТИВНОГО ВИПРОМІНЕННЯ ДЛЯ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ

**М. І. Голюк¹, С. В. Серeda¹, І. І. Дідук², Ю. М. Чувашов²,
О. М. Яценко², А. В. Носовський¹, В. І. Гулік¹**

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

² Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України, Київ, Україна

Дослідницька група з Інституту проблем безпеки атомних електростанцій (ІПБ АЕС) НАН України спільно з Інститутом проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича (ІПМ) НАН України проводила дослідження радіаційно-захисних властивостей бетону з додаванням модифікованої базальтової фібри. Ця робота виконувалася в межах проекту «Дистанційні дослідницькі гранти» стипендіальної програми EURIZON.

Метою дослідження є розробка ефективного композитного бетону з використанням модифікованої базальтової фібри для застосування в ядерній енергетиці. Базальтова фібра – це екологічно чистий матеріал, що виробляється з природної базальтової породи. Її використання як армувального наповнювача сприяє створенню нового типу екологічно безпечного бетону з підвищеними механічними та радіаційно-захисними характеристиками.

Такий матеріал є перспективним для застосування в конструкціях ядерних енергетичних установок, сховищах відпрацьованого ядерного палива, сховищах радіоактивних відходів, а також у медичних, наукових та промислових джерелах нейтронного випромінювання. Базальтова фібра також сприяє підвищенню довговічності бетону та зниження екологічних ризиків при експлуатації.

Модифікована базальтова фібра створюється введенням функціональних добавок (оксидів бору, гадолінію, гафнію або ітрію) до розплаву базальту на етапі фіброутворення. Після формування та подрібнення отримана фібра додається до бетонної суміші.

У рамках проекту в ІПМ НАН України було виготовлено такі типи модифікованої фібри:

- модифікована базальтова фібра з оксидом бору;
- модифікована базальтова фібра з оксидом гадолінію (уперше у світі);
- модифікована базальтова фібра з оксидом гафнію (уперше у світі);
- модифікована базальтова фібра з оксидом ітрію (уперше у світі).

Проведено експериментальні дослідження для оцінки механічних, фізико-хімічних та структурних властивостей отриманих фібровмісних композицій.

У рамках дослідження в ІПБ АЕС НАН України за допомогою Монте-Карло кодів Serpent, MCNP6 та OpenMC було проведено аналіз захисних властивостей бетонів з модифікованою базальтовою фіброю щодо таких джерел іонізуючого випромінювання:

- відпрацьоване ядерне паливо реактора типу ВВЕР-1000;
- відпрацьоване ядерне паливо реактора типу РБМК-1500 (у співпраці з литовськими партнерами);
- активована вода термоядерного реактора DEMO.

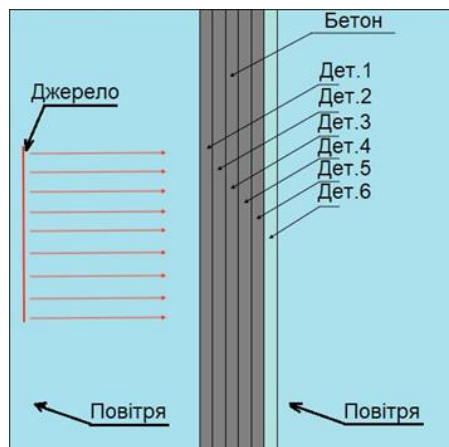


Рис. 1. Схема простої моделі для Монте-Карло моделювання.

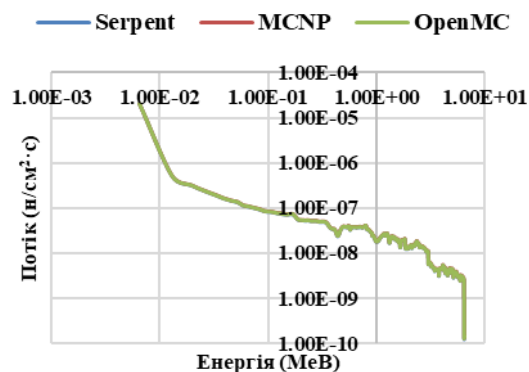


Рис. 2. Усереднений за об'ємом потік нейтронів у бетоні від джерела ВЯП ВВЕР-1000.

Для цього була створена розрахункова модель (рис. 1). Першим етапом моделювання стало проведення серії симуляцій для верифікації результатів у трьох незалежних Монте-Карло кодах: Serpent, MCNP6 та OpenMC. Верифікація проводилася на прикладі звичайного бетону. Результати продемонстрували хорошу узгодженість між кодами, що підтвердило коректність побудованих моделей (рис. 2 - 4).

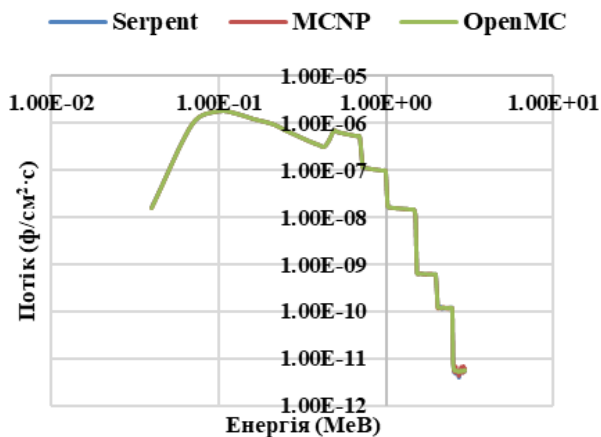


Рис. 3. Усереднений за об'ємом потік фотонів у бетоні від джерела ВЯП ВВЕР-1000.

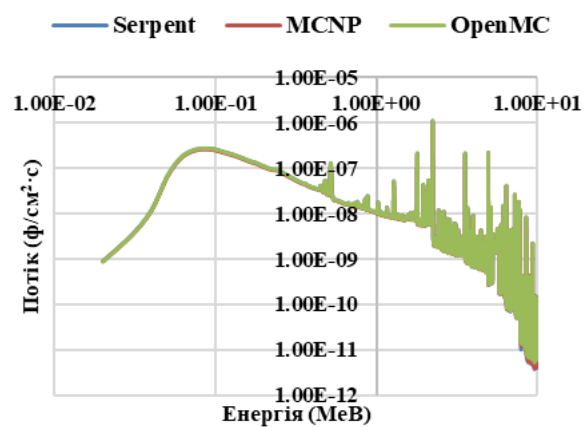


Рис. 4. Усереднений за об'ємом потік вторинних фотонів у бетоні від джерела ВЯП ВВЕР-1000.

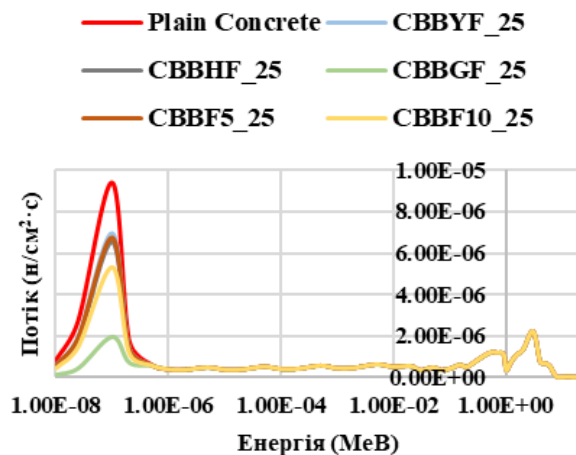


Рис. 5. Спектр нейтронів для звичайного бетону Plain Concrete: CBVBF5 – бетон з додаванням базальт-борної фібри 5 %; CBVBF10 – бетон з додаванням базальт-борної фібри 10 %; CBVBF25 – бетон з додаванням базальт-борно-гадолінієвої фібри; CBVBF25 – бетон з додаванням базальт-борно-гафнієвої фібри; CBVBF25 – бетон з додаванням базальт-борно-ітрієвої фібри при дозуванні модифікованої базальтової фібри 25 кг/м³.

На наступному етапі для моделювання було розраховано 20 типів бетонних композицій з модифікованою базальтовою фіброю різного дозування. Результати показали, що додавання до бетону модифікованої базальтової фібри дає змогу значно зменшити потік нейтронів, особливо в тепловій енергетичній зоні (рис. 5), що підтверджує ефективність такого підходу для нейтронної захисту.

ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ У ВИГОРОДЦІ ВВЕР-1000

**В. В. Горанчук¹, В. І. Борисенко¹, В. С. Гавриленко¹,
В. В. Стаднік², М. М. Паламарчук², Е. М. Чалий²**

¹ Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

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

В Україні більшість діючих енергоблоків ВВЕР-1000 знаходиться в довгостроковій експлуатації або наближається до неї. У зв'язку з цим виникає необхідність оцінки технічного стану і прогнозування залишкового ресурсу обладнання, в тому числі внутрішньокорпусних пристроїв (ВКП) з урахуванням радіаційного навантаження, зокрема енерговиділення у вигородці реактора, протягом усього періоду експлуатації. Коректне визначення енерговиділення важливе для отримання вихідних даних для оцінки: температурних полів у ВКП, радіаційного розпухання матеріалу та формозміни ВКП. У даній роботі було виконане моделювання в коді MCNP [1] процесу формування енерговиділення у вигородці реактора типу ВВЕР-1000.

Енерговиділення зумовлене взаємодією нейтронного- та гамма-випромінювання з матеріалом вигородки. Оскільки складовими випромінювання є миттєві і запізнілі частинки (нейтрони і гамма-кванти), то необхідно враховувати їх усіх. Джерелом миттєвих нейтронів є реакція поділу в паливі. Миттєві гамма-кванти утворюються безпосередньо при діленні палива, а також при взаємодії нейтронів з паливом (без ділення), продуктами поділу, конструкційними матеріалами, теплоносієм. Запізнілі нейтрони і гамма-кванти утворюються при радіоактивному розпаді продуктів поділу палива. Кількість запізнілих нейтронів є незначною (0,68 % для ^{235}U), кількість запізнілих гамма-квантів вже є значною і співрозмірна з кількістю миттєвих гамма-квантів поділу.

Модель включає 60-градусний сектор Ак3 (рис. 1), в якому розташовані детально змодельовані тепловидільні збірки (ТВЗ) з головою і хвостовиком.

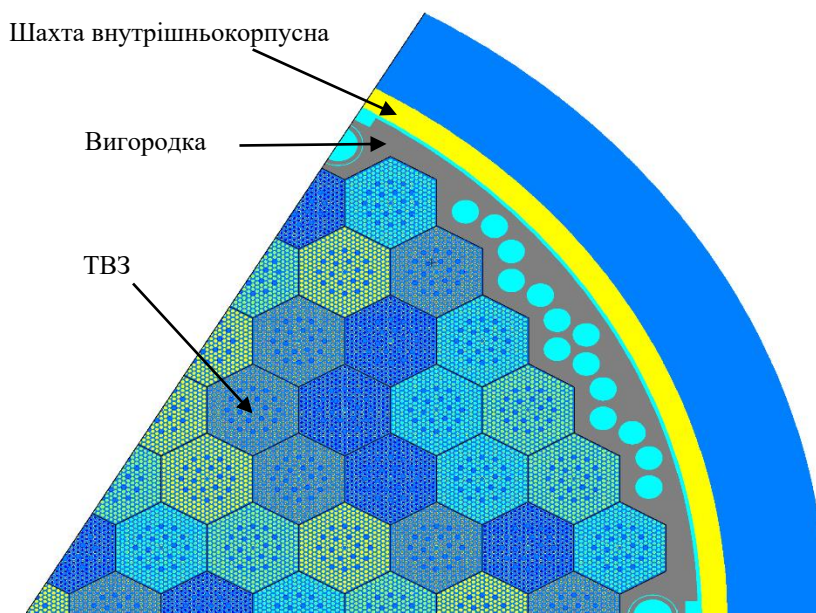


Рис. 1. Схема розрахункової моделі.

Для утворення запізнілих частинок (нейтронів, гамма-квантів, бета-частинок, альфа-частинок та позитронів) у коді MCNP6 може бути використана картка АСТ. Картка АСТ коду MCNP6 є перспективною для моделювання запізнілих гамма-квантів продуктів поділу, але не підходить для цього розрахунку оскільки:

- критична система вимагає наявності картки NONU для придушення поділу (який вже включений у джерело);
- картка АСТ не може утворювати запізнілі гамма-кванти продуктів поділу з картою NONU.

Тому для визначення джерела запізнілих гамма-квантів від продуктів поділу було використано пакет програм SCALE [2].

Для оцінки внесків окремо від нейтронів і гамма-квантів використовувалися картки реєстрації F6:n та F6:p відповідно. Вигородка поділялася на елементарні комірки, в об'ємі яких збиралися дані по повних енергетичних втратах.

Складові енерговиділення, що було враховано:

- Енерговиділення від нейтронів поділу (миттєві).
- Енерговиділення від гамма-квантів (миттєві), що утворилися в результаті поділу палива.
- Енерговиділення від гамма-квантів (миттєві), що утворилися при взаємодії нейтронів з матеріалом палива без поділу, а також з продуктами поділу палива.
- Енерговиділення від гамма-квантів (запізнілі), що випромінюються радіоактивними продуктами поділу палива.
- Енерговиділення від гамма-квантів (миттєві), що утворилися при взаємодії нейтронів з матеріалом вигородки в результаті реакції (n,γ) .
- Енерговиділення від гамма-квантів (миттєві), що утворилися при взаємодії нейтронів з матеріалом вигородки без реакції (n,γ) .
- Енерговиділення від гамма-квантів (миттєві), що утворилися в результаті взаємодії нейтронів з матеріалами оболонок твелів, направляючих каналів, центральної трубки та теплоносія.

Отриманий профіль енерговиділення представлений на рис. 2, а внесок в енерговиділення від запізнілих гамма-квантів поділу на рис. 3.

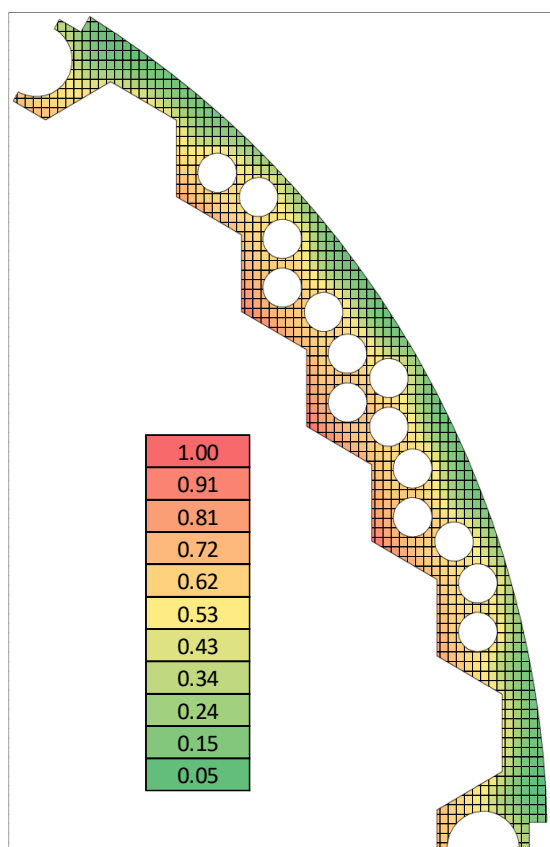


Рис. 2. Профіль енерговиділення у вигородці.

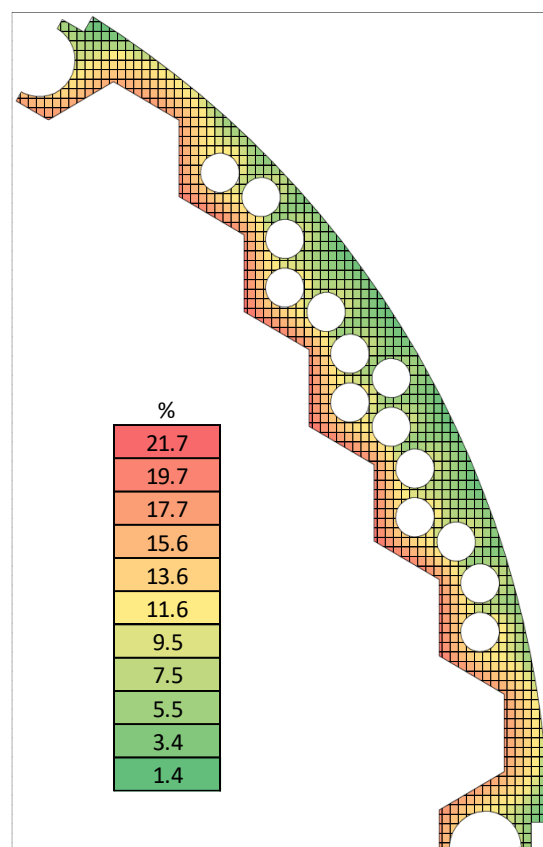


Рис. 3. Відношення енерговиділення від запізнілих гамма-квантів поділу до всіх гамма-квантів, %

Результати розрахунку показали, що енерговиділення майже повністю зумовлено взаємодією гамма-квантів з матеріалом вигородки, при цьому внесок запізнілих гамма-квантів поділу у загальне енерговиділення становив 1,4 - 21,1 % залежно від розрахункової зони вигородки. Оскільки внесок від запізнілих гамма-квантів максимальний у зоні, де спостерігається найбільше енерговиділення – на внутрішній поверхні вигородки – то його врахування є обов'язковим.

1. MCNP6 User's Manual. Code Version 6.1., LA-CP-13-00634, May 2013.
2. Scale: A Comprehensive Modeling and Simulation Suite for Nuclear Safety Analysis and Design. ORNL/TM-2005/39, Version 6.1, June 2011.

ПРОГРАМНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ДЛЯ ЦИФРОВИХ СИСТЕМ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ

**В. М. Горбачук, Т. О. Бардадим, М. С. Дунаєвський,
В. В. Годлюк, Т. Г. Голоцукова, Д. О. Рибачок**

Інститут кібернетики імені В. М. Глушкова НАН України, Київ, Україна

У 2020 р. Франція розпочала масштабний науково-дослідний проєкт «Ініціатива цифрового ядерного реактора», що включає провідних гравців її атомної галузі. Одним з ключових викликів є точне відтворення конкретного енергоблока в парку АЕС Франції: цифровий двійник дає змогу віртуально уявляти діючий реактор (у ДіР EDF – EPR (Evolutionary Power Reactor), водо-водяний ядерний реактор покоління 3+) та отримувати доступ до будь-якої інформації про поведінку його компонентів, що неможливо робити в реальному світі. Відповідаючи на подібні виклики, партнери проєкту спираються на різноманітне імітаційне програмне забезпечення (ПЗ) та десятки обчислювальних кодів (створених у різний час для різних ІТ-середовищ), здатних моделювати різні явища, що відбуваються в реакторі.

Згадані коди моделюють усе – від нейтронних аспектів активної зони реактора до теплогідравліки чи хімії. Одні коди зосереджуються на конкретному компоненті та його роботі, а інші – на загально-системних явищах. Комісаріат з атомної енергії Франції (CEA) (близько 10 осіб з відділів атомної енергетики та дослідницьких відділів) відіграє ключову роль у забезпеченні інтероперабельності всіх цих комп'ютерних кодів, які були окремо чи спільно розроблені CEA, EDF або Франко-американською компанією з атомного будівництва (Franco-Américaine de Constructions Atomiques – Framatome; заснована у 1958 р.). Крім того, CEA відповідає за створення передової мультифізичної платформи, де використовується Code Avancé de THermohydraulique pour les Accidents de Réacteurs à Eau (CATHARE) – ПЗ для двофазного теплогідравлічного моделювання в масштабі системи, яке CEA розробляє з 1979 р. CATHARE використовують EDF, Framatome, Інститут радіаційного захисту та ядерної безпеки (l'Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire (IRSN); заснований у 2001 р.) для загального моделювання потоків у реакторі та його компонентах і дослідження ядерної безпеки реакторів з водою під тиском, а також для навчальних тренажерів атомного парку Франції.

У 1945 році у Франції було засновано промисловий конгломерат Mécanique Aviation Traction (Matra), який охоплював широкий спектр галузей, зокрема аерокосмічну, оборонну, автомобільну промисловість, автоспорт, транспорт і телекомунікації. У 1999 році дочірня компанія Matra Datavision вирішила опублікувати свою програмну інфраструктуру CASCADE з відкритим вихідним кодом за ліцензією Open CASCADE Technology Public License, започаткувавши проєкт Open Cascade. За ініціативи компанії Open Cascade у вересні 2000 року було розпочато проєкт SALOME (Simulation numérique par Architecture Logicielle en Open source et à Méthodologie d'Évolution – Чисельне моделювання з використанням програмної архітектури з відкритим вихідним кодом і методологією розвитку). Ініціатива реалізовувалась у рамках Французької національної мережі досліджень та інновацій у програмних технологіях (Réseau National en Technologies Logicielles, RNTL), створеної наприкінці 1999 р. за підтримки Міністерства досліджень та Міністерства промисловості Франції (з 2005 р. – Національне агентство досліджень Франції, l'Agence Nationale de la Recherche, ANR).

Робочий стенд (workbench), оснований на складових SALOME, надає доступ до мультифізичних і багатомасштабних симуляцій, спираючись на спеціалізовані поєднання (couplings) кодів, які можна застосовувати для розробки нових методів і експертизи з підтримки проєктування та експлуатації реактора. Функціональні можливості сервісної платформи можна ілюструвати на деяких сценаріях, включаючи мультифізичні та багатомасштабні підходи. На основі цих сценаріїв стало можливим відповідати критеріям інтероперабельності та взаємозамінюваності кодів, а також їх поєднань з платформами невизначеностей (наприклад, URANIE та OpenTURNS).

URANIE – це програмний фреймворк (CEA), призначений для кількісного оцінювання невизначеностей, аналізу чутливості, калібрування та/або генерування сурогатних моделей, оптимізації тощо. Написаний на C++ URANIE значною мірою базується на програмному фреймворку ROOT, що розробляється у ЦЕРНі з 1990-х років. Фреймворк ROOT створений для допомоги в обробці великих обсягів даних і надання багатьох сервісів. URANIE спирається на рішення візуалізації, обробку даних через складні та оптимізовані дерева, компілятор C++ з виконанням коду під час його написання, автоматичну транскрипцію методу в модулі Python тощо.

OpenTURNS – це ініціатива з відкритим кодом для обробки невизначеностей, ризиків і статистики (Treatment of Uncertainties, Risks'N Statistics).

При цьому інтероперабельність і взаємозамінюваність кодів, досяжні за допомогою зручних для користувача підходів, а також перехід до застосувань високопродуктивних обчислень (High Performance Computing (HPC)) стають головною рушійною силою для розвитку кодів та ДіР. Одним з прикладів є Консорціум для передового моделювання реакторів на легкій воді (Consortium For Advanced Simulation of Light Water Reactors (CASL)) – перший енергетичний інноваційний хаб, заснований у 2010 р. Міністерством енергетики США. CASL з'єднав фундаментальні дослідження і технологічний розвиток через інтегроване партнерство уряду, наукових кіл, промисловості, яке поширилося поміж підприємств ядерної енергетики. Інший приклад дають застосунки на основі платформи MOOSE (Multiphysics Object Oriented Simulation Environment; Мультифізичне об'єктно-орієнтоване середовище моделювання; створено у 2008 р.). MOOSE – об'єктно-орієнтований фреймворк скінченних елементів на C++ для розробки тісно пов'язаних мультифізичних розв'язувачів від Національної лабораторії Айдахо (США), який використовує пакет PETSc нелінійного розв'язувача та бібліотеку libmesh для забезпечення дискретизації методу скінченних елементів. Прикладом також є OpenFOAM (Open Field Operation And Manipulation; Операції та маніпуляції у відкритій області; створено у 2004 р. у Великій Британії) – набір інструментів на C++ для розробки налаштованих чисельних розв'язувачів і утиліт попередньої обробки та постобробки у розв'язанні задач механіки суцільних середовищ, зокрема обчислювальної гідродинаміки (computational fluid dynamics (CFD)). Прикладом від Фінляндії є Serpent – багатоцільовий код моделювання тривимірного переносу частинок неперервної енергії на основі методу Монте-Карло, створений у 2004 р. Національним технічним науково-дослідним центром (Valtion teknillinen tutkimuskeskus (VTT); заснований 16 січня 1942 р.).

Інтеграційний стенд для вивчення безпеки має ключові компоненти:

- редактор командних файлів і семантичний аналізатор EFICAS (Editeur de Fichier de Commandes et Analyseur Sémantique; розроблений EDF R&D (на 2025 р. охоплює 1800 дослідників у Франції та 282 дослідники за межами Франції) в контексті платформи SALOME – розробник інтерфейсу даних і модуль динамічної перевірки набору даних) як спільна модель даних для визначення значень, що використовуються в мультифізиці. EFICAS включає технологічні, модельні, сценарні дані;
- бібліотека C3PO (Collaborative Code Coupling PlatfOrm), призначена поєднанням кодів. C3PO включає дані основного сценарію, драйвер нейтроніки, драйвер теплогідравліки.

Потім загальні дані зберігаються у спеціальному файлі каталогу, що включає деревовидну структуру даних. Далі цей файл конвертується у формат XML (стандартний формат W3C (World Wide Web Consortium, який у 1994 р. заснував винахідник WWW Тім Бернерс-Лі у ЦЕРН)) за допомогою EFICAS та обробляється певною програмою на Python, розробленою у даному проєкті для генерування вхідних даних кожного коду з його специфічним Python API. Потім програма на Python приєднує внутрішній стан кожного коду до об'єкта PhysicsDriver для C3PO, який відповідає специфічному Python API коду з форматом ICoCo (Interface for Code Coupling) API.

Другий ключовий компонент, Collaborative Code Coupling PlatfOrm (C3PO), – це бібліотека Python, призначена для поєднання програм. Вона надає інструменти для управління виконанням програм, обміну даними, а також розширені алгоритми конвергенції та інструменти управління інтерфейсу передачі даних MPI (message passing interface). C3PO забезпечує обмін даними між програмами через передачу скалярних значень і полів. Обраним форматом поля є формат MED (Modèle d'Échange des Données; модель обміну даними) платформи SALOME. Для проєкту була обрана бібліотека MEDCoupling, яка використовується для обробки просторових сіток (meshes) і виконання проєкцій. MEDCoupling розроблено CEA та EDF R&D для платформи SALOME. У рамках проєкту «Ініціатива цифрового ядерного реактора» програми, розроблені CEA, були інтегровані на робочий стенд і успішно застосовувалися до різних сценаріїв. Серед цих програм – APOLLO3® (оновлена версія APOLLO II), THEDI (THErmohydraulique DIphasique; програма розрахунків двофазних теплогідравлічних потоків), FLICA-4 (програма теплогідравлічних розрахунків для проектування та теплового аналізу безпеки активних зон ядерних реакторів), CATHARE3 (оновлена версія CATHARE).

Розвиток штучного інтелекту висуває нові вимоги до цифрових трансформацій енергетики [1], зокрема атомної енергетики, особливо у державах з високою її часткою в загальній електроенергетиці [2].

1. *Електроенергетика України: стратегія ефективності*. І.Р. Юхновський (гол. ред.). (Київ: Міжвідомча аналітично-консультативна рада з питань розвитку продуктивних сил і виробничих відносин, 2001) 88 с.
2. В.М. Горбачук та ін. Від електронних документів ЦЕРН до великих даних. *Глушковські читання* (26 жовтня 2023 р., Київ, Україна) (Київ: Інститут кібернетики імені В.М. Глушкова НАН України, 2023) 27 с.

ПРОГРАМА МОДЕРНІЗАЦІЇ ОДНОЯРУСНИХ КОНТЕЙНЕРНИХ ЗБІРОК ЗІ ЗРАЗКАМИ-СВІДКАМИ МЕТАЛУ КОРПУСУ РЕАКТОРА ТИПУ ВВЕР-1000

**О. В. Гриценко, В. М. Буканов, О. М. Пугач,
В. Л. Демьохін, О. Г. Васильєва, С. М. Пугач**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Однією з основних умов забезпечення надійної та безпечної експлуатації корпусу ВВЕР-1000 є контроль стану його металу протягом усього строку служби, включаючи понадпроектний. Важливим джерелом інформації про зміну властивостей металу корпусу реактора (КР) в умовах експлуатації енергоблоків АЕС є програма зразків-свідків (ЗС) [1].

У реакторі типу ВВЕР-1000 шість комплектів ЗС (1Л – 6Л) штатної програми під час опромінення розташовуються біля внутрішньої поверхні шахти реактора в просторі між вигородкою та блоком захисних труб. У трьох перших комплектах ЗС розміщено в контейнерних збірках (КЗ) на двох ярусах: один над одним, а в решті – тільки на верхньому. Зразки верхнього ярусу призначені для визначення поточного стану металу КР, а нижнього – для прогнозних оцінок.

Після вивантаження двоярусних комплектів штатна програма ЗС стає практично недієздатною, оскільки для одноярусних КЗ не виконується принцип неперервності підтвердження безпечної експлуатації КР протягом усього строку служби [2], згідно з яким вивантаження кожного наступного комплекту ЗС з необхідним для його досліджень запасом часу повинно випереджати момент експлуатації корпусу, для якого отримані обґрунтовані значення флюенсу нейтронів з $E_n > 0,5$ MeV ($\Phi_{0,5}$) за результатами досліджень зразків попереднього комплекту. Тому відповідно до підходів, наведених у роботі [3], для реакторів типу ВВЕР-1000 енергоблоків АЕС України було розроблено низку програм модернізації одноярусних КЗ.

У роботі [4] на прикладі практичної реалізації першого етапу програми модернізації одноярусних КЗ зі ЗС металу КР ВВЕР-1000 енергоблока № 1 Південноукраїнської АЕС показано ефективність розроблених програм за умови використання ядерного палива типу ТВЗА російського виробництва. Однак у зв'язку зі збройною агресією РФ проти України Державним підприємством «НАЕК «Енергоатом» прийнято рішення про перехід на ТВЗ-WR виробництва компанії Westinghouse.

Особливості конструкції ТВЗ-WR суттєво знижують густину потоку нейтронів над активною зоною і, як результат, приблизно у 2,4 раза в місцях розташування ЗС, що ставить під сумнів дієздатність розроблених програм модернізації одноярусних КЗ.

У роботі [5] проаналізовано можливі шляхи вирішення зазначеної проблеми. У результаті показано, що найбільш опрацьованим та доцільним є вдосконалення схеми модернізації одноярусних КЗ з використанням максимальної кількості способів її оптимізації. При цьому обов'язковою складовою, що має передувати безпосередній модернізації КЗ, є проведення на кожному енергоблоці дозиметричного експерименту.

У цій роботі на прикладі модернізованої програми ЗС металу КР ВВЕР-1000 одного з енергоблоків АЕС України, яка вже знаходиться на стадії практичної реалізації, розглянуто вдосконалену схему модернізації одноярусних КЗ, що враховує перехід на ТВЗ-WR.

Відповідно до СОУ НАЕК 087:2023 [6] у підібраній для випробувань групі, яка має складатися щонайменше з 12 ЗС, значення накопиченого кожним зразком $\Phi_{0,5}$ може відрізнятися від середньогрупового в межах, що не перевищують $\pm 10\%$ (допускається до $\pm 15\%$).

Суть ідеї модернізації одноярусних КЗ полягає в перенесенні контейнерів із ЗС на рівень нижнього ярусу з поворотом на 180° . Так забезпечується випереджаюче приблизно в 2,5 раза порівняно з корпусом опромінення ЗС за умови використання ядерного палива типу ТВЗА та вирівнювання флюенсів між зразками з метою підбору представницьких груп ЗС для випробувань.

Зазначений підхід передбачає доопромінення модернізованих збірок у реакторі до моменту вирівнювання флюенсів між зразками. Це автоматично означає, що середні флюенси, накопичені ЗС до та після модернізації, будуть приблизно однаковими. Інакше кажучи, сумарний флюенс буде тим більший, чим пізніше штатні збірки буде вивантажено з реактора, але в строк, який дає змогу вчасно доопромінити модернізовані КЗ, тобто до моменту накопичення КР обґрунтованого флюенсу з урахуванням часу на випробування ЗС (1 – 2 паливні кампанії).

Таким чином, викладена схема модернізації передбачає максимально довге опромінення штатних КЗ, що в умовах використання ТВЗ-WR є, вочевидь, неприпустимим. Тому пропонується доповнити зазначену схему додатковим поворотом модернізованих КЗ на 180° . Мається на увазі таке.

Модернізація штатних КЗ виконується щонайшвидше з максимально можливим зсувом ЗС униз у напрямку активної зони. При цьому додатковий поворот на 180° здійснюється посередині проміжку часу між моментом вирівнювання накопичених ЗС сумарних флюенсів та вивантаженням КЗ для випробувань. У результаті розбіжність між флюенсами, що виникає у першій половині зазначеного проміжку, компенсується у другій його половині.

Запропонований підхід дає змогу суттєво підвищити накопичений ЗС флюенс. Крім того, у разі потреби за рахунок зміни термінів додаткового повороту на 180° можуть бути змінені строки вивантаження модернізованих КЗ для випробувань.

Виходячи із запропонованого підходу, розроблено схему модернізації однорусних комплектів 4Л – 6Л одного з енергоблоків української АЕС, що враховує перехід на ТВЗ-WR і повністю відповідає вимогам чинної нормативно-технічної документації. Зокрема враховано коефіцієнт запасу флюенсу нейтронів на корпус [7] та результати дозиметричного експерименту за методикою [8].

Наразі модернізовано 10 КЗ із ЗС комплектів 4Л та 5Л, випробування яких після доопромінення мають забезпечити матеріалознавчий супровід експлуатації КР протягом щонайменше 65 та 85 паливних кампаній відповідно. Враховуючи зазначені строки, модернізацію комплекту 6Л було визнано недоцільним.

Водночас комплект 6Л потребує модернізації, оскільки в разі подальшого відставання від корпусу за швидкістю накопичення флюенсу він з часом стане непридатним для використання в програмі ЗС. Це є недалекоглядним, адже практика свідчить про тенденцію до посилення вимог до матеріалознавчого супроводу. Крім того, не виключається виникнення потреби у додаткових дослідженнях, які вимагатимуть використання ЗС із флюенсом, що суттєво перевищує рівень радіаційного навантаження на КР.

1. Образцы-свидетели. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. 1152.75.00.000 ТО. 60 с.
2. Типова програма контролю властивостей металу корпусів реакторів ВВЕР-1000 за зразками-свідками ПМ-Т.0.03.120-23 (ДП «НАЕК «Енергоатом». 2023) 39 с.
3. А.В. Гриценко и др. Некоторые этапы разработки дополнительной программы образцов-свидетелей для реактора ВВЭР 1000. Ядерна та радіаційна безпека 2(50) (2011) 29.
4. О.В. Гриценко та ін. Реалізація першого етапу модернізації однорядних контейнерних збірок зі зразками-свідками металу корпусу реактора ВВЕР-1000 енергоблока № 1 Південноукраїнської АЕС. Ядерна та радіаційна безпека 3(95) (2022) 27.
5. В.М. Буканов та ін. Формування підходів до реалізації програми зразків-свідків під час впровадження паливних збірок ТВЗ-WR на реакторах ВВЕР-1000. Ядерна та радіаційна безпека 1(101) (2024) 28.
6. СОУ НАЕК 087:2023 Інженерна, наукова та технічна підтримка. Методика визначення радіаційного окрихчування металу корпусів реакторів за результатами випробувань зразків-свідків (Київ, ДП «НАЕК «Енергоатом» 2023) 25 с.
7. В.Л. Демехин и др. Коэффициенты запаса для флюенсов нейтронов при оценке безопасности АЭС. Ядерна та радіаційна безпека 1(73) (2017) 30.
8. О.М. Пугач та ін. Похибка визначення флюенсу швидких нейтронів на зразки-свідки металу корпусу реактора ВВЕР. Ядерна фізика та енергетика 22(1) (2021) 42.

**ПРОЦЕДУРНА ТА ТЕХНІЧНА ІНТЕГРАЦІЯ ДИСТАНЦІЙНИХ ЗАСОБІВ
КОНТРОЛЮ ДОСТУПУ В СИСТЕМИ ФІЗИЧНОГО ЗАХИСТУ ОБ'ЄКТІВ,
ПРИЗНАЧЕНИХ ДЛЯ ПОВОДЖЕННЯ З РАВ ТА ДІВ В УМОВАХ
ДІЇ 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

У доповіді розглянуто концепцію впровадження дистанційних засобів контролю доступу як ситуаційного інструменту посилення систем фізичного захисту об'єктів, призначених для поводження з джерелами іонізуючого випромінювання (ДІВ) та радіоактивними відходами (РАВ) в умовах дії воєнного стану та особливого періоду, зокрема на прифронтових і тимчасово окупованих об'єктах. Обґрунтовано необхідність нормативного закріплення таких технічних та процедурних рішень у чинній законодавчій та нормативно-технічній базі у сфері фізичного захисту [1, 2].

Запропоновано підходи до вдосконалення методик оцінки ризиків, які передбачають запровадження коригувальних коефіцієнтів, що враховують ситуаційні чинники (наприклад, наближеність до зони бойових дій, перебої зі зв'язком, втрата контролю над об'єктом). Окрему увагу приділено ймовірнісним моделям аналізу загроз з урахуванням категорії джерел та типу впроваджених технічних засобів, при встановлених довірчих інтервалах [3].

Обґрунтовано доцільність використання стохастичних моделей прогнозування ризиків для формування адаптивних сценаріїв реагування в умовах значної невизначеності. Реалізація запропонованих підходів сприятиме збереженню базового рівня безпеки об'єктів навіть у разі евакуації персоналу, забезпечуючи стійкість систем фізичного захисту в умовах екстремальних викликів [2, 3].

Дистанційні засоби контролю доступу не можуть повністю замінити традиційні системи фізичного захисту, однак вони мають стати невід'ємною частиною резервних процедур в умовах дії воєнного стану й особливого періоду. Інтеграція таких рішень у нормативну та технічну базу України забезпечить підвищення гнучкості систем фізичного захисту в умовах війни, зменшить ризики втрати ДІВ/РАВ та дасть змогу створити сучасну модель захисту критичних джерел в умовах непередбачуваних сценаріїв та екстремальних викликів.

1. 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) 27 с.
2. 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.
3. 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.

ОЦІНКА ФЛЮЕНСУ НЕЙТРОНІВ НА КОРПУСІ ВВЕР-1000 З ВИКОРИСТАННЯМ АЛЬТЕРНАТИВНОГО КОМПЛЕКСУ КОДІВ

В. В. Ількович, С. М. Пугач, О. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасне моделювання переносу нейтронів і γ -випромінювання в реакторах типу ВВЕР-1000 зазвичай виконується у два етапи. На першому етапі визначають розподіл енерговиділення та вигорання в активній зоні протягом паливних кампаній із застосуванням малогрупових дифузійних кодів. На другому – здійснюють власне розрахунок переносу нейтронів і фотонів, часто з використанням високоточного методу Монте-Карло. Застосування дифузійних кодів на першому етапі зумовлене значною обчислювальною складністю моделювання повної паливної кампанії методом Монте-Карло.

Очевидно, що в найближчій перспективі такий підхід залишатиметься основним, однак, як показано в роботах [1, 2], вже сьогодні існує практична можливість застосовувати метод Монте-Карло на обох етапах навіть на звичайних персональних комп'ютерах. Імовірно, з подальшим розвитком обчислювальних потужностей та високопродуктивних паралельних технологій коди на основі методу Монте-Карло поступово витіснятимуть дифузійні методи з традиційного ланцюжка розрахунків.

У цій роботі запропоновано новий підхід до моделювання переносу випромінювання з метою оцінки флюенсу нейтронів на корпусі реактора ВВЕР-1000. Він базується на використанні комплексу обчислювальних кодів, представленого на рисунку. На першому етапі ланцюжка розрахунків застосовується код Serpent 2 [3] на основі методу Монте-Карло для визначення просторово-енергетичного розподілу нейтронних джерел в активній зоні.

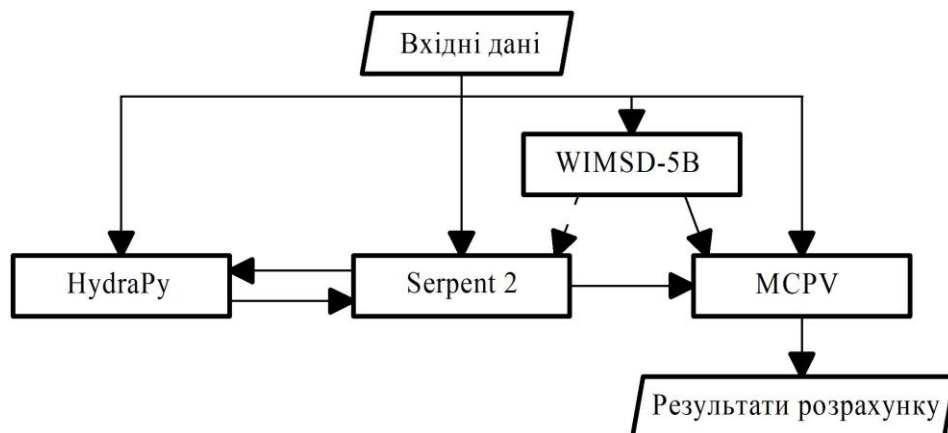


Схема обчислювального підходу до оцінки нейтронного флюенсу на корпусі ВВЕР-1000.

«Вхідні дані», наведені на рисунку, можуть бути двох типів. У випадку моделювання, що розпочинається з першої паливної кампанії, такими основними даними є картографи паливного завантаження, положення робочої групи органів регулювання системи управління та захисту, а також тривалість кампанії в ефективних добах. Якщо ж розрахунок виконується починаючи з наступних кампаній, додатково необхідним є початковий розподіл вигорання по об'єму активної зони, який отримується за допомогою програмного комплексу для експлуатаційних нейтронно-фізичних розрахунків.

На основі вхідних даних формуються деталізовані тривимірні розрахункові моделі для коду Serpent 2, а також для коду MCPV [4], який так само реалізує метод Монте-Карло та спеціально призначений для розрахунку переносу нейтронів з активної зони до області корпусу реактора. Основна відмінність між моделями полягає в ступені деталізації: у випадку Serpent 2 зосереджено увагу на точному відтворенні моделі активної зони, тоді як у MCPV більш детально описується білякорпусний простір. Обидві програми є ключовими компонентами запропонованого розрахункового комплексу і забезпечують повний двоетапний розрахунок винятково із застосуванням методу Монте-Карло.

Допоміжним компонентом комплексу є код WIMSD-5B [5]. За його допомогою для коду MCPV виконується розрахунок середньої кількості нейтронів, що утворюються при виділенні одиниці енергії внаслідок поділу конкретного нукліда у певному типі тепловиділяючої збірки. Розрахунок здійснюється методом імовірностей перших зіткнень у двовимірній геометрії у 69-груповому енергетичному наближенні та залежно від глибини вигорання. Оскільки під час цього розрахунку

також визначається нуклідний склад палива в процесі вигорання, отримані результати можуть бути використані для задання початкового розподілу вигорання у моделі Serpent 2, якщо розрахунок виконується не зі свіжої зони.

Оскільки код Serpent 2 не має вбудованого теплогідравлічного модуля, що давав би змогу враховувати зворотні теплогідравлічні зв'язки – зокрема вплив розподілу потужності на температуру палива та властивості теплоносія, – до запропонованого комплексу включено власну теплогідравлічну програму HydraPy. Вона призначена для розрахунку теплових і гідравлічних параметрів теплоносія та палива в активній зоні реактора. HydraPy реалізує нодальний підхід з розрахунками за принципом паралельних каналів, що забезпечує ефективне моделювання розподілу відповідних параметрів у паливних збірках. Математичну модель, покладену в основу HydraPy, докладно описано в роботі [6]. Залежно від просторового розподілу тепловиділення програма визначає властивості теплоносія (густину, температуру, в'язкість, теплопровідність тощо), а також обчислює температуру палива з урахуванням температурної залежності його теплопровідності.

Приклад успішного застосування запропонованого комплексу кодів для оцінки флюенсу нейтронів на корпусі реактора типу ВВЕР-1000 у випадку свіжої активної зони було наведено в роботі [1]. У межах цього дослідження демонструється можливість його використання і для зон зі значним вигоранням. Результати, отримані на виході з використанням чистого підходу на основі методу Монте-Карло (див. елемент «Результати розрахунку» на рисунку), добре узгоджуються з результатами, отриманими традиційним підходом, що поєднує дифузійні та Монте-Карло обчислення.

1. С.М. Пугач та ін. Розрахунок флюенсу нейтронів на корпус ВВЕР-1000 за допомогою системи кодів Serpent 2 і MCPV, створених на основі методу Монте-Карло У кн.: VI Міжнародна науково-технічна конференція «Перспективи впровадження інновацій у атомну енергетику», Київ, 26 - 27 вересня 2024 року. Анотації до доповідей (Київ: Великий конференц-зал НАН України, 2024) с. 87.
2. V.V. Ilkovich. VVER-1000 fuel cycle modeling using Serpent 2 for the first loading of Zaporizhzhia NPP unit 4 У кн.: XXXI Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 27 - 31 травня 2024 року. Анотації до доповідей (Київ: Інститут ядерних досліджень, 2024) с. 93.
3. J. Leppänen et al. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013. Ann. Nucl. Energy 82 (2015) 142.
4. В.Н. Буканов и др. Пакет программ MCPV для расчета функционалов нейтронного потока, воздействующего на корпус ВВЭР-1000. Препринт Ин-та ядерных исслед. НАН Украины КИЯИ 05-6 (Киев, 2005) 28 с.
5. OECD Nuclear Energy Agency. WIMSD5: A Deterministic Multigroup Reactor Lattice Calculations Code. NEA-1507 (Paris: OECD/NEA Data Bank, 2003).
6. В.В. Ількович. Теплогідравлічна частина моделі реактора ВВЕР-1000 для розрахунків кодом Serpent 2 енерговиділення в активній зоні У кн.: XXX Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 25 - 29 вересня 2023 року. Анотації до доповідей (Київ: Інститут ядерних досліджень, 2023) с. 116.

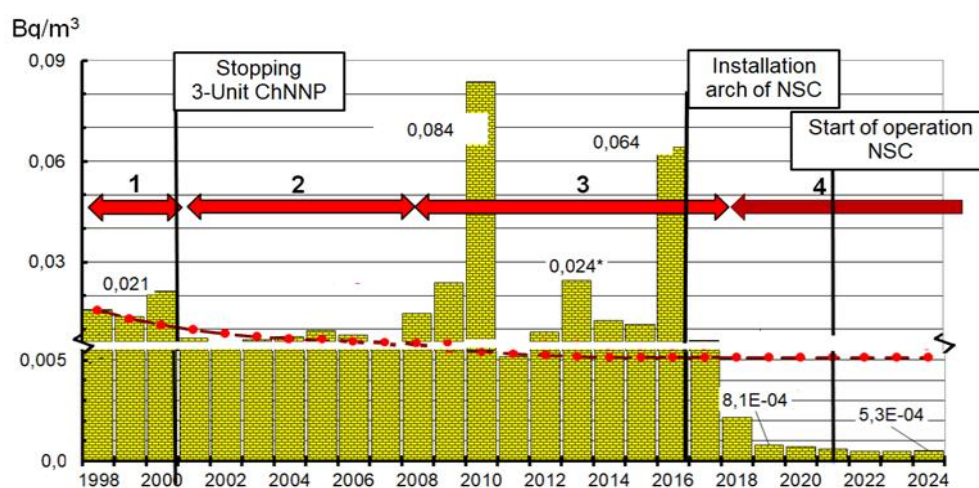
MONITORING OF RADIOACTIVE AEROSOLS IN GROUND LEVEL AIR AT THE STAGES OF THE SHELTER OBJECT CONVERSION INTO AN ECOLOGICALLY SAFE SYSTEM

O. K. Kalynovskiy, V. O. Krasnov, O. V. Filippov

Institute for Safety Problems of NPP, National Academy of Sciences of Ukraine, Chornobyl, Ukraine

The article presents the results of the analysis of long-term monitoring of radioactive aerosols (RA) to assess the radiation situation in ground-level air near the Shelter Object (SO) during works by implementing projects to create the New Safe Confinement (NSC), and also commissioning and operating the NSC. Samples of the RA in air have been sampled by three stationary sampling points located along the perimeter of the NSC industrial site: point No. 1 (“North”), No. 2 (“Northwest”), and point No. 3 (“South”) [1, 2].

The content of long-lived nuclides (LLN) in RA, whose contribution to the total activity is more than 1 %, has practically not changed since the beginning of the 2000s and includes the following nuclides: $\Sigma\alpha$ -LLN ($^{238,239,240}\text{Pu}$, ^{241}Am) and $\Sigma\beta$ -LLN (^{137}Cs , $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, ^{241}Pu). To estimate the activity of $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ and plutonium isotopes in aerosols, correlation coefficients with the activity of ^{241}Am in samples were used. The coefficients were calculated from their ratio with the activity of ^{241}Am in the spent fuel of power unit No. 4 [3 - 5]. The dynamics of the average annual volumetric activity (AAVA) of Σ -LLN in the air near the SO from 1998 to 2024 is presented in the Figure. Time analysis of dynamics allows us to distinguish four periods of the transformation of the SO into an environmentally safe system.



Dynamics of average annual VA of Σ LLN in ground level air near SO.

The first period was from 1998 to 2000, when ChNPP’s last power unit (Unit 3) was still in operation. At that time, the average volumetric activity (VA) of Σ -LLN was about 17 mBq/m³. The second period from 2001 to 2007 was, stage of realization of stabilization measures to provide stability to the unstable building structures of the ruined building of Power Unit 4. The main worsening of the aerosol situation near SO was in the third period from 2008 to 2017, when the activity of RA increased tenfold compared to the preliminary stage. The growth of RA activity was connected with radioactive dust resuspension during technological works. At earthworks at building foundation strips of the NSC in 2010 [2], the average annual VA of Σ -LLN rose to 80 mBq/m³, and weekly maximum activity reached 6 mBq/m³ for $\Sigma\alpha$ -LLN and for $\Sigma\beta$ -LLN to 520 mBq/m³. At dismantling concrete and metal structures of SO in 2016, average annual activity of Σ -LLN was 62 mBq/m³, and weekly maximum activity increased to $\Sigma\alpha$ -LLN – 18 mBq/m³ and $\Sigma\beta$ -LLN – 1400 mBq/m³. The fourth period from 2019 to 2024 came after the commissioning of the NSC complex, when the average annual VA of Σ -LLN air significantly decreased to 0.6 mBq/m³. This indicates the effectiveness of environmental protection by the NSC complex from radioactive releases of SO.

For the forecast predictive assessment of the activity of RA near the NSC-SO, a model is proposed, which is based on the principle of superposition and independence of aerosol generation sources. As a result, the radioactive situation in the ground level air is formed under the influence of the following components: radioactive releases from the SO or NSC, technological activities, and radioactive releases during abnormal situations or accidents. The average unorganized release of RA through splits and holes at the upper levels of the SO after the NSC was commissioning operation decreased by more than tenfold compared to radioactive emissions in the first period.

During the aerosol sampling from 12.02.2025 to 18.02.2025, an accident occurred related to the direct strike of a combat drone on 14.02.2025 into the NSC arch structure. The average value of the VA of Σ -LLN in the air of the site of the NSC-SO complex was 0.94 mBq/m³. The maximum values VA of $\Sigma\alpha$ -LLN – 0.034 mBq/m³ and $\Sigma\beta$ -LLN – 1.7 mBq/m³ were recorded at sampling point No. 2 (“Northwest”) it was a significant increase compared with an aerosol activity in January 2025, when values VA were for $\Sigma\alpha$ -LLN – 0.034 mBq/m³ and $\Sigma\beta$ -LLN – 0.054 mBq/m³. At the same time, the AAVA of Σ -LLN at sampling point No. 2 in 2024 was 0.44 mBq/m³, at a maximum value of 1.3 mBq/m³. Conservative estimates of the possible VA of Σ -LLN at the accident do not exceed the established reference levels. A minor radioactive release during the drone strike confirms the arch design reliability for environmental protection from radioactive contamination.

1. O.K. Kalynovskyi et al. Nucl. Power Environ. 22 (2021) 78.
2. A.K. Kalynovsky et al. Probl. Nucl. Power Plants Chornobyl 17 (2011) 106.
3. A.A. Borovoi et al. Definition of fuel nuclear-physical properties of ChNPP Unit 4. Institute for Nuclear Safety, Academy of Sciences of the USSR (Moskva, 1991) 20 p.
4. N.A. Loshchilov et al. Radiochemistry 34(5) (1992) 125.
5. A.K. Kalynovsky, O.O. Odintsov, L.B. Chikur. Probl. Nucl. Power Plants Chornobyl 26 (2015) 90.

РОЗРАХУНОК ЗАЛИШКОВОГО ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ ОПРОМІНЕНОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА: МЕТОДИ ISO 10645/ANS 5.1, SCALE

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

*Київський Академічний Університет, Київ, Україна
Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна*

Залишкове енерговиділення (ЗЕ) опроміненого/відпрацьованого ядерного палива (ОЯП, ВЯП) визначається радіоактивним розпадом продуктів поділу і трансуранових ізотопів. Основна частина ЗЕ (у перші ~10 років з моменту припинення опромінення ВЯП) визначається енергією β - і γ -випромінювання продуктів поділу.

У роботі проведено порівняння значень ЗЕ ОЯП/ВЯП з параметрами, запропонованими в стандартах [1], на основі моделювання у коді SCALE [2] та за моделями в [3, 4]. Розглянуто можливість використання [3, 4] для оперативного визначення ЗЕ ОЯП/ВЯП.

Відповідно до визначення [3, 4] потужність ЗЕ ядерного палива – це теплова потужність, що утворюється в результаті радіоактивного розпаду продуктів поділу і активації ядерного палива після зупинки ядерного реактора.

Після зупинки ядерного реактора (припинення самопідтримувальної ланцюгової реакції поділу) в ОЯП наявні певні компоненти та продовжують відбуватись ядерні процеси, які є джерелом виділення теплової енергії [5, 6].

Відповідно до ядерних процесів, що відбуваються в ядерному паливі і конструкційних елементах тепловидільних збірок (ТВЗ) після опромінення, джерела генерації тепла будуть такі:

- продукти поділу;
- важкі елементи – актиноїди;
- поділи, викликані нейтронами, що запізнюються;
- спонтанний поділ;
- конструктивні матеріали та елементи корпусу реактора.

У процесі опромінення уранового палива, трансуранові елементи синтезуються внаслідок реакцій захоплення (n, γ) на уранових ядрах палива та їхніх похідних, а також реакцій ($n, 2n$) та (n, p), імовірність яких значно нижча та часто не враховується при розрахунках ЗЕ ядерного палива.

У даній роботі розглянуто два стандарти по розрахунку ЗЕ ОЯП - ANS 5.1, ISO 10645 в редакціях 2022 та 2014 рр. Саме вони, на думку авторів, найбільш актуальні та релевантні для можливого застосування в Україні.

За ISO 10645 розрахунок ЗЕ опроміненого палива LWR реакторів на UOX паливі протягом часу до 10^9 с проводиться за такою формулою:

$$P_N(t, T) = P_S(t, T) + P_B(t, T) + P_A(t, T) + P_{Cs}(t, T) + P_E(t, T), \quad (1)$$

де P_S – потужність ЗЕ продуктів поділу (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu)

$$P_S(t, T) = \sum_{i=1}^4 \sum_{k=1}^m \left\{ \frac{P_{ik}}{Q_i} \sum_{j=1}^{23} \left[\frac{\alpha_{ij}}{\lambda_{ij}} \left(1 - e^{-\lambda_{ij} T_k} \right) e^{-\lambda_{ij} t_k} \right] \right\}, \quad (2)$$

де 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 ; P_{ik} – сумарна теплова потужність палива протягом поділу; Q_i – сумарна теплова потужність одного поділу нукліду i ; α_{ji} , λ_{ji} – частка та стала i -ої групи ядер ЗЕ, утворених при поділі ізотопу j відповідно.

В якості об'єкта для розрахунків було використано параметри реальної ТВЗ з початковим збагаченням 4,4 %, вигоранням 6 МВт·д/кг U та питомою потужністю 40 МВт/т U.

Розрахунки ЗЕ відповідно до [4] проводилися:

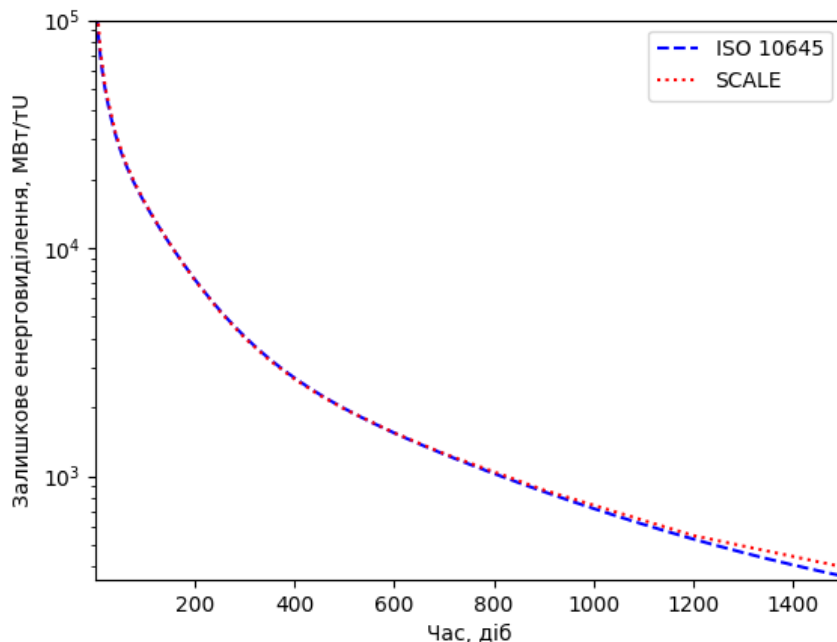
- з урахуванням лише P_S – вклад в ЗЕ продуктів поділу ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , відповідно до (2);
- моделювання проводилося за допомогою Python з відповідними бібліотеками: SciPy, NumPy, Matplotlib;

– початкові дані щодо часток вкладу нуклідів розраховувалися за допомогою функцій інтерполяції відповідно до [7];

– зміна графіка навантаження в даній роботі не розглядалась.

Розрахунки ЗЕ в SCALE проводилися для реальних параметрів ТВЗ в програмному коді SCALE за допомогою модулів TRITON, ORIGIN-S та OPUS.

На рисунку відображено графіки ЗЕ, розраховані в коді SCALE та відповідно до [4].



ЗЕ, розраховане відповідно до ISO 10645/ANS 5.1 та SCALE.

У роботі показано, що розрахунок ЗЕ ОЯП відповідно до [3, 4] з високою точністю (різниця менше 5 % в інтервалах часу 10 - 1200 діб від зупинки реактора) корелює з розрахунком ЗЕ за допомогою коду SCALE. Що дає припущення щодо можливості використання розрахунків ЗЕ, базуючись на основі моделей ISO 10645/ANS 5.1 в системі внутрішньореакторного контролю за рахунок використання меншого часу на підготовку розрахунків та меншого часу самих розрахунків, а також відсутності необхідності деталізованих даних технічних параметрів конкретної ТВЗ та умов її експлуатації (спрощення, які прийняті в стандартах [3, 4]).

Для часу менше, ніж 10 діб різниця в розрахунку ЗЕ більше, ніж 5 % може бути пояснена внеском не врахованих в розрахунку по ISO 10645 від нуклідів ^{239}U та ^{239}Np – доданок P_B в (1).

У періоди часу більше 1200 діб різниця може бути пояснена неврахуванням вкладу ^{134}Cs та інших актиноідів (крім ^{239}U та ^{239}Np), які мають вагомий вклад у ці періоди часу – доданки P_A та P_C в (1).

1. СОУ НАЕК 099:2023 Поводження з ядерним паливом. Радіаційні характеристики і залишкове енерговиділення відпрацьованих тепловидільних збірок ВВЕР-1000.
2. SCALE Code System. Oak Ridge National Laboratory: official website.
3. ANSI/ANS-5.1, 2014. Decay Heat Power in Light Water Reactors.
4. ISO 10645:2022. Nuclear energy – Light water reactors – Decay heat power in non-recycled nuclear fuels.
5. В.І. Борисенко, В.В. Горанчук, М.С. Юров. Ядерна енергетика та довкілля 2(26) (2023) 3.
6. М.С. Юров, В.І. Борисенко. Ядерна енергетика та довкілля 3(29) (2024) 8.
7. R.W. Mills et al. Nucl. Eng. Technol. 52 (2020) 2130

ДОЗИМЕТРИЧНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ МЕТАЛУ КОРПУСУ РЕАКТОРА ТИПУ ВВЕР-1000, ЯКІ ОПРОМІНЮЮТЬСЯ В ПЛАСКИХ КОНТЕЙНЕРНИХ ЗБІРКАХ

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Безпека експлуатації реакторної установки (РУ) головним чином залежить від надійності захисних бар'єрів, що перешкоджають виходу продуктів реакції поділу в навколишнє середовище. Для атомних енергетичних установок з водо-водяними реакторами одним з найбільш важливих бар'єрів безпеки є корпус реактора (КР). Безумовною вимогою до КР є збереження цілісності при штатних умовах експлуатації та при будь-яких проектних аваріях. Отже, забезпечення надійної та безпечної експлуатації реактора і РУ в цілому не можливе без контролю стану металу КР протягом усього призначеного терміну служби.

Важливим джерелом інформації про зміну властивостей матеріалів КР в умовах експлуатації АЕС є програма зразків-свідків (ЗС). Разом з тим, результати випробувань ЗС є представницькими тільки в тому випадку, якщо з необхідною точністю відомі умови опромінювання зразків у реакторі та певних зон КР.

Розглянемо дозиметричне забезпечення програми ЗС, які опромінюються в плоских контейнерних збірках і яке реалізоване співробітниками Інституту ядерних досліджень НАН України (ІЯД).

Оптимальним методом реєстрації нейтронів у змішаних гамма-нейтронних полях високої інтенсивності є нейтронно-активаційний метод. Він дає змогу вимірювати флюенси нейтронів з енергіями та за період опромінення, що визначається ядерно-фізичними характеристиками реакцій, які використовуються, та практично не має обмежень за величиною густини потоку нейтронів. Крім того, він характеризується високою просторовою роздільною здатністю, яка залежить лише від розмірів нейтронно-активаційного детектора (НАД); здатністю довготривалого зберігання інформації; низькою чутливістю до супутнього випромінювання в зоні розміщення НАД; слабкою залежністю фізичних характеристик від температури навколишнього середовища; відносною простою встановлення НАД для опромінення та відсутністю потреби у лініях зв'язку для передавання сигналу під час опромінення.

Тривалий період опромінення ЗС обмежує вибір активаційних детекторів, придатних для супроводу опромінення зразків у реакторі. Оптимальними для цієї мети є НАД з ніобію, заліза та міді. Тоді експериментальні дані, які необхідні для визначення флюенсів нейтронів на ЗС, можна отримати за допомогою реакцій активації $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93\text{m}}\text{Nb}$, $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ та $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$.

Оскільки експериментальні дані необхідно отримувати безпосередньо біля робочих частин ЗС, доречним для дозиметрії є використання протяжних детекторів. Тоді НАД мають бути виготовлені з дротів з металічного заліза, ніобію, міді. Вимоги до матеріалів для виготовлення протяжних НАД наведено в таблиці.

Вимоги до матеріалів для виготовлення протяжних НАД

Матеріал	Вміст домішок	Форма
Залізо	$<0,05 \text{ мг Со кг}^{-1}$ $<0,1 \text{ мг Mn кг}^{-1}$	дріт $\varnothing 0,5 \text{ мм}$
Мідь	$<0,05 \text{ мг Со кг}^{-1}$	дріт $\varnothing 0,5 \text{ мм}$
Ніобій	$<20 \text{ мг Ta кг}^{-1}$	дріт $\varnothing 0,5 \text{ мм}$

Використання НАД з матеріалів, що відповідають вищенаведеним вимогам, дає змогу мінімізувати проблеми, пов'язані з наведенням конкуруючих реакцій, та забезпечити цілісність протяжних детекторів протягом усього періоду опромінення.

Протяжні НАД були встановлені в усі контейнери як верхнього, так і нижнього рядів кожної контейнерної збірки. Їх було розміщено в алюмінієвих заповнювачах контейнерів на рівнях робочих частин ЗС, а також у просторі, що створюється V-надрізами зразків Шарпі, які прилягають один до одного. Крім того, НАД було встановлено на рівнях $\frac{1}{4}$ та $\frac{3}{4}$ висоти зразків Шарпі та COD щоб забезпечити визначення умов опромінення зразків у разі використання технології реконструкції.

Після закінчення певного терміну опромінення контейнерні збірки, призначені для першого строку освідчення металу корпусу, було вивантажено з реактора та доставлено в ІЯД для виконання випробувань ЗС. Контейнерні збірки було розібрано, а протяжні НАД було підготовлено для вико-

нання спектрометричних вимірювань опромінених детекторів. З цією метою дроти було порізано на зразки довжиною, що дорівнює довжині ЗС.

Визначення питомих активностей продуктів реакцій активації $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$, $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ та $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ на момент кінця опромінення було здійснено за результатами спектрометричних вимірювань опромінених зразків. Виконано значний обсяг вимірювань, аналіз результатів яких показав:

- задане значення градієнту флюенсу нейтронів на ЗС витримано в межах похибки;
- реалізоване дозиметричне забезпечення програми ЗС забезпечує достовірне визначення умов опромінення на всіх необхідних рівнях висот ЗС;
- створено базу експериментальних даних, яка може бути використана для верифікації/валідації програмних засобів.

На базі отриманих результатів розроблено необхідну і достатню схему вимірювань для наступних вивантажень.

АНАЛІЗ АКТИВНОСТЕЙ БІОЛОГІЧНОГО ЗАХИСТУ І КОНСТРУКЦІЙНИХ ЕЛЕМЕНТІВ РЕАКТОРА ТИПУ ВВР-М

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Число ядерних реакторів в усьому світі, які виводяться з експлуатації, збільшується, оскільки перші покоління реакторів досягли закінчення свого розрахункового терміну експлуатації. На сьогоднішній день виведено з експлуатації 200 енергетичних реакторів, з яких 12 – після пошкоджень у результаті аварії чи серйозного інциденту, 46 – передчасно з політичних міркувань, 139 – визнані нерентабельними чи такими, що відпрацювали розрахунковий термін експлуатації. Поряд з цим було виведено з експлуатації близько 500 дослідницьких реакторів та декілька паливних збірок.

У той же час АЕС є одним з найкрупніших джерел радіоактивного металобрухту та головним споживачем радіоактивно-забруднених матеріалів, які повторно використовуються. Величезна кількість доступного металу та його, переважно, низький рівень радіоактивності передбачають можливість його застосування в майбутніх енергоблоках. З урахуванням усіх типів ядерних установок, що будуть виведені з експлуатації, кількість металобрухту, отриманого в результаті виведення з експлуатації в найближче десятиліття, оцінюється в ~ 30 млн т.

Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є як вимірювання активностей вищезгаданих радіонуклідів, так і довгоживучих радіонуклідів, розпад яких супроводжується випромінюванням γ -квантів за допомогою фотоактиваційної методики на зразках ВВР-М ІЯД НАН України. Цей реактор знаходиться в експлуатації 65 років та певною мірою може використовуватися для моделювання активностей при виведенні з експлуатації дослідницьких реакторів.

У конструкційних матеріалах основною гамма-активністю після зупинки реактора і протягом наступних 50 років є активність ^{60}Co . Вона легко вимірюється гамма-спектрометрами, зібраними на базі напівпровідникових детекторів, оскільки при розпаді ^{60}Co випромінюються γ -кванти високої енергії (1173 та 1333 кеВ). Знаючи активність ^{60}Co та співвідношення досліджуваних матеріалів порівняно з домішками кобальту, можна розрахувати кількості радіоактивних нуклідів, які напрацьовуються в (п, γ)-реакції. Для визначення співвідношення різних елементів у конструкційних матеріалах ми використовували фотоактиваційну методику [1].

У дослідженні використовувалися зразки бетону (далі – зр. № 1) та конструкційні матеріали, виготовлені зі сталі: болт, кутник, гайка, шайба (далі – зр. № 2 - 5 відповідно). На рис. 1 і 2 наведено фрагменти γ -спектрів бетону та шайби після опромінення гальмівними гамма-квантами на мікروتроні М-30 Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород). Інші зразки не опромінювалися.

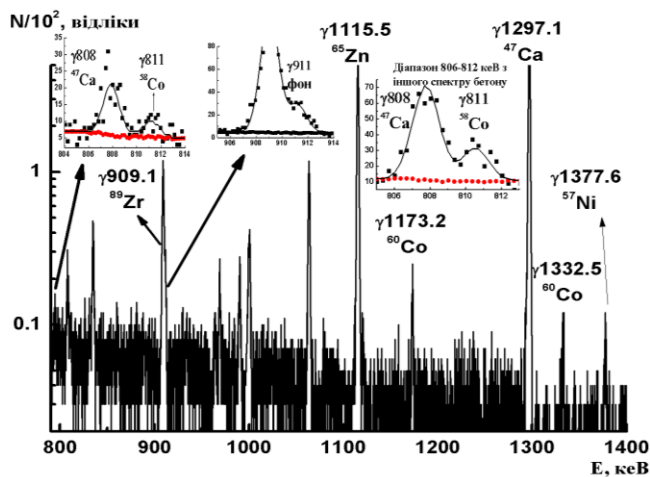


Рис. 1. Фрагменти γ -спектра активованого зр. № 1 при $E_{\text{гр}} = 19,5$ МеВ. Вставка крайня справа зверху відповідає опроміненню при $E_{\text{гр}} = 17,5$ МеВ.

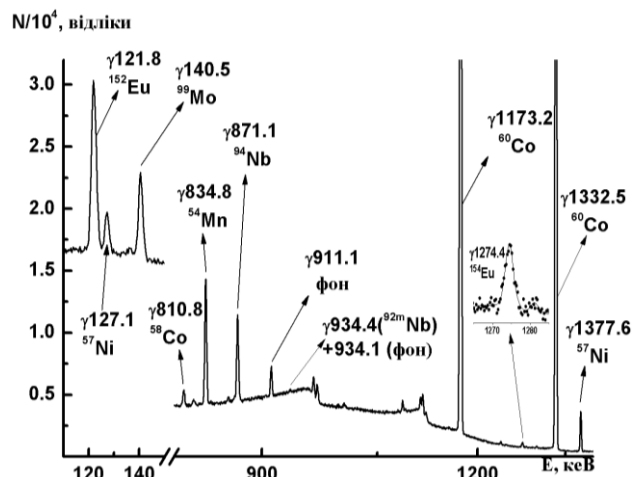


Рис. 2. Фрагмент γ -спектра активованого зр. №5 при $E_{\text{гр}} = 17,5$ МеВ.

Було виконано дві серії опромінь та вимірювань при максимальній енергії електронів ($E_{\text{гр}}$) 19,5 та 17,5 МеВ. Середній струм електронів становив 1 мкА при $E_{\text{гр}} = 19,5$ МеВ та 2 мкА при $E_{\text{гр}} = 17,5$ МеВ. Розкид електронного пучка по енергії не перевищував 0,25 % і він повністю накривав гальмівну мішень, яка складалася із танталової прямокутної пластини розмірами $5,2 \times 4,6$ см та

товщиною 1,05 мм. За нею на відстані 8 - 20 см кріпилися досліджувані мішені. За рахунок вищого струму та оптимального розташування мішеней вдалося досягти кращої активації при $E_{\text{тр}} = 17,5$ МеВ.

Спектри мішеней вимірювалися на γ -спектрометрах, зібраних на базі HPGe-детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15 – 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,8 - 2,0 кеВ на γ -лініях 1332 кеВ ^{60}Co .

У γ -спектрах неопромінених зразків спостерігаються такі довгоживучі радіонукліди: ^{94}Nb ($T_{1/2} = 2 \cdot 10^4$ років), ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30$ років), ^{133}Ba ($T_{1/2} = 13$ років), ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ роки), ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13$ років) та ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,6$ років). В опромінених зразках (див. рис. 1 і 2) спостерігаються активності ^{57}Ni ((γ, n) -реакція на ^{58}Ni), ^{89}Zr ((γ, n) -реакція на ^{90}Zr), ^{99}Mo ((γ, n) -реакція на ^{100}Mo). Також спостерігаються активності ^{47}Ca та ^{43}K , як наслідок реакцій $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ та $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ відповідно. З цих даних, використовуючи формули активаційного аналізу для даних нуклідів було отримано співвідношення мас необхідних ізотопів по відношенню до маси кобальту та розраховані активності (табл. 1 і 2). В останньому рядку кожної таблиці наведено питомі рівні звільнення (Азв) від регулюючого контролю для кожного радіонукліда.

Таблиця 1. Співвідношення мас та довгоживучі бета-активності в зразках з дослідницького реактора

Радіонуклід		^{41}Ca (^{40}Ca)	^{59}Ni (^{59}Ni)	^{63}Ni (^{62}Ni)	^{93}Zr (^{92}Zr)	^{93}Mo (^{92}Mo)	^{99}Tc
Співвідношення мас материнського нукліда (в дужках) та ^{59}Co	Зр. №1	42080(6300)	1,02(17)	0,054(9)	0,40(6)		
	Зр. №5		5,2(6)	0,28(3)		0,076(11)	
Активність на 01.12.2024 р., мБк/г	Зр. №1	52(9)	0,019(4)	1,6(3)	$1,7(6) \cdot 10^{-5}$		
	Зр. №5		22,0(31)	1870(240)		0,025(4)	$3,9(6) \cdot 10^{-4}$
	Зр. №2		0,33(5)	28,0(36)		$3,8(6) \cdot 10^{-4}$	$4,1(6) \cdot 10^{-4}$
	Зр. №3		0,23(3)	20,0(26)		$2,6(4) \cdot 10^{-4}$	$1,6(2) \cdot 10^{-4}$
	Зр. №4		28(4)	2360(300)		0,032(5)	$2,3(3) \cdot 10^{-4}$
Азв, мБк/г			10^5		10^4		10^3

Таблиця 2. Довгоживучі гамма-активності в зразках з дослідницького реактора

Радіонуклід		^{152}Eu	^{154}Eu	^{133}Ba	^{94}Nb	^{137}Cs	^{60}Co
Активність на 01.12.2024 р., мБк/г	Зр. №1	4,0(4)	9,1(9)	4,1(9)			19,0(16)
	Зр. №5	240(10)	44,0(22)	5,3(1,1)	190(8)	1470(66)	4430(200)
	Зр. №2						67(3)
	Зр. №3					8,4(4)	47(2)
	Зр. №4	118(5)	20,2(15)	3,6(7)	52,0(23)	5900(250)	5580(240)
Азв, мБк/г		100		-	100		

Виміряні активності довгоживучих радіонуклідів, що утворилися в конструкційних матеріалах та бетонному захисті за допомогою зразків, відібраних у ВВР-М. Уперше для даного дослідницького реактора зроблено оцінку внеску довгоживучих радіонуклідів, розпад яких не супроводжується випромінюванням гамма-квантів. Показано, що активності даних радіонуклідів, за винятком ^{63}Ni є значно нижчими рівнів звільнення, які можуть досягати десятків бекерелів на грам.

У цілому можна відзначити, що найбільшу небезпеку представляє ^{60}Co , активність якого для окремих зразків значно перевищує рівень звільнення, що становить 100 мБк/г. Слід також контролювати вміст ^{63}Ni , активність звільнення для якого становить 100 Бк/г.

1. V.A. Zheltonozhsky et al. Jour. of Envir. Rad. 227 (2021) 106509.

ПОРІВНЯННЯ РІЗНИХ МОНТЕ-КАРЛО КОДІВ ПРИ АНАЛІЗІ ЗАСТОСОВНОСТІ НАБЛИЖЕННЯ ГОМОГЕНІЗАЦІЇ ДЛЯ РОЗРАХУНКІВ АКТИВНОЇ ЗОНИ ШВИДКИХ РЕАКТОРІВ З ГАЗОВИМ ТЕПЛОНОСІЄМ

І. М. Улич^{1,2,3}, М. С. Маловиця^{4,5}, С. П. Фомін^{4,5}

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

² СНВО «Impulse» Київ, Україна,

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна,

⁴ Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна,

⁵ ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут", Харків, Україна

При розрахунках нейтронних полів активної зони ядерного реактора зазвичай використовуються два суттєво різних підходи: детерміністський, що базується на аналітичному або чисельному розв'язанні рівнянь транспорту нейтронів, та статистичне моделювання методом Монте-Карло. Детерміністський підхід [1] дає змогу отримувати функціональні залежності розподілів нейтронів та аналізувати перехідні процеси в реакторі, однак вимагає суттєвого спрощення геометрії активної зони та її складу через процедуру гомогенізації. Метод Монте-Карло [2], навпаки, дає змогу враховувати реальну геометрію та склад активної зони, але потребує значних обчислювальних ресурсів, що обмежує його застосування для дослідження перехідних та еволюційних процесів у реакторі.

У даній роботі проведено оцінку застосовності наближення гомогенізації при розрахунках нейтронних полів швидких реакторів з газовим теплоносієм. Особлива увага приділяється порівнянню результатів гомогенного та гетерогенного підходів для концептів реакторів IV покоління ALLEGRO [3] та EM2 [4] з гелієвим теплоносієм. Аналіз виконано у двох широко використовуваних кодах Монте-Карло: MCNP-4C та Serpent 2.3.2. Для кожного коду було побудовано пару моделей активної зони прототипу GFR: детальну гетерогенну модель з реалістичною геометрією твелів, але зі спрощеною структурою тепловидільної збірки, а також двозонну гомогенну модель, у якій паливо та конструкційні матеріали усереднені за об'ємними фракціями. Порівняння ефективних коефіцієнтів розмноження показало систематичне завищення k_{eff} гомогенної моделі на (+0,47 %) у MCNP-4C ($1,09611 \pm 0,00052$ проти $1,09098 \pm 0,00056$) та (+0,72 %) у Serpent 2 ($1,09421 \pm 0,00007$ проти $1,08640 \pm 0,00008$). Максимальні розбіжності у спектрах нейтронів ($< 10\%$) локалізуються нижче 10^{-5} MeV і не впливають суттєво на реактивність швидкого реактора. Гомогенізація скорочує тривалість розрахунку $\sim 65\%$ у MCNP та $\sim 40\%$ у Serpent, тому придатна для оперативних оціночних та перехідних розрахунків нестационарних процесів в активній зоні.

1. A.E. Walter, A.B. Reynolds. *Fast Breeder Reactors* (New York, Pergamon Press, 1981).
2. J.F. Briesmeister et al. MCNP – A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. Los Alamos National Laboratory Tech. Rep. LA-7396-M, Rev. 2. Los Alamos, NM, USA. September 1986.
3. P. Pónya et al. Evaluation of reflector design of ALLEGRO refractory core. *Ann. Nucl. Energy* 206 (2024) 110602.
4. H. Choi, R.W. Schleicher. The Energy Multiplier Module (EM2): Status of Conceptual Design. *Nucl. Technol.* 200(2) (2017) 106.

РОБОТИ НА РЕАКТОРІ ТИПУ ВВР-М У ПЕРЕДВОЄННИЙ ТА ВОЄННИЙ ПЕРІОДИ

**І. А. Хомич¹, В. О. Бабенко^{1,2}, В. М. Павлович¹,
В. І. Слісенко¹, В. В. Тришин¹, О. П. Волох¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна

Війна малої інтенсивності (2014 - 2022 рр.) мало вплинула на планові та роботи на замовлення, які проводяться на Київському дослідному реакторі типу ВВР-М, з урахуванням, звичайно, загального економічного стану країни. Зокрема, протягом 2020 - 2022 рр. автори брали участь у підготовці опромінення зразків-свідків у вертикальних каналах ВВР-М на замовлення Національної атомної енергогенеруючої компанії (НАЕК) «Енергоатом». Для проведення опромінення всередині активної зони було спроектовано та виготовлено вертикальний канал для встановлення на місце стандартної одиної паливної збірки та проведено розрахункові дослідження оптимального паливного завантаження та розташування такого каналу [1].

Розрахункові дослідження проводилися з використанням коду MCNP-4C, за допомогою якого розраховувалися запас реактивності різних паливних завантажень, нейтронні спектри і потоки нейтронів у передбачуваних місцях розташування вертикальних каналів для опромінення [2 - 4]. Крім того, було розраховано потоки та спектри нейтронів безпосередньо на зразках-свідках, контейнери з якими локалізовані в каналі, розташованому в найбільш оптимальних для опромінення місцях активної зони. У цій роботі наведено картограму завантаження активної зони ВВР-М з урахуванням актуального на момент зупинки реактора вигорання палива та оптимального розташування каналу для опромінення та інших пристроїв в активній зоні із зазначенням усереднених потоків нейтронів для паливних збірок у кожному секторі активної зони.

На жаль, у зв'язку з початком активних воєнних дій в Україні ці роботи не було завершено, реактор був законсервований, паливо було вивантажено з активної зони та поміщене у сховище відпрацьованого ядерного палива.

В останні роки на реакторі були проведені роботи з покращення умов зберігання відпрацьованого ядерного палива – збудовано додаткове сховище відпрацьованого палива та модернізовано основне сховище. У зв'язку з цими обставинами виникли завдання щодо переоцінки ядерної безпеки сховищ відпрацьованого ядерного палива. Для цього вирішувалися такі задачі:

- проведення розрахунків ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів для різних умов зберігання, включаючи варіації густини води, збагачення палива та геометрії розміщення збірок;
- оцінка безпеки системи зберігання на основі отриманих значень k_{eff} , з урахуванням консервативного підходу, що передбачає найгірші сценарії, такі як мінімальні відстані між складаннями та максимальний вміст матеріалів, що діляться;
- обґрунтування надійності та відповідності сховища вимогам ядерної безпеки, включаючи недопущення перевищення критичного рівня $k_{eff} = 0,95$ за нормальних та аварійних умов експлуатації.

Завдання, що поставлені дають можливість комплексно оцінити безпеку системи зберігання, а також підтвердити її здатність ефективно запобігати ризику виникнення ланцюгової ядерної реакції поділу.

Проведені розрахунки підтверджують відповідність сховища всім вимогам ядерної безпеки, включаючи стійкість до можливих змін зовнішніх умов і є переконливим доказом того, що запропоновані конструктивні рішення та обрані матеріали забезпечують високий рівень надійності системи зберігання ядерного палива. Це дає підстави подальшого використання сховища у його поточної конфігурації без необхідності додаткових модифікацій.

1. В.І. Слісенко та ін. У кн.: *Інститут ядерних досліджень НАН України. 50 років наукових досліджень і звершень* (Київ: ІЯД НАН України, 2020) 239 с.
2. П.М. Ворона, В.Ф. Разбудей. Ядерна фізика та енергетика 11(1) (2010) 57.
3. В.Ф. Разбудей. Ядерна фізика та енергетика 12(2) (2011) 198.
4. В.Ф. Разбудей. Ядерна фізика та енергетика 13(3) (2012) 316.

**ФАЗОВА ПОВЕДІНКА НАНОКРИСТАЛІЧНОГО ЗАЛІЗА ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЕННЯ
ЗА НЕВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР**

Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян, О. М. Кріт, А. А. Шірінян

Інститут прикладної фізики НАН України, Київ, Україна

У реакторних металах можуть відбуватися процеси аморфізації та інших фазових переходів першого роду. Такі зміни впливають на енергетичний стан матеріалу, що робить дослідження фазових рівноваг у наномасштабних металах під дією опромінення важливим завданням фундаментального і прикладного характеру. Оскільки процеси фазових змін залежать від розміру системи, наномасштабні кристалічні метали є ідеальними для їхнього вивчення.

Метою цього дослідження є аналіз того, як накопичення дефектів, викликаних радіаційним опроміненням, впливає на еволюцію дефектів і фазову поведінку в нанокристалічному залізі за невисоких температур, на формування та стабілізацію об'ємно-центрованої кубічної (ОЦК) і гранецентрованої кубічної (ГЦК) структур під опроміненням.

Методологія дослідження. Ми застосовуємо термодинамічний підхід Гіббса для різних фаз для нанозерен або наночастинок заліза, з урахуванням радіаційно-індукованих дефектів, і використовуємо теорію хімічної кінетики для моделювання утворення, дифузії та анігіляції дефектів.

Результати. Уперше було теоретично обґрунтовано вплив розмірного ефекту на радіаційну стабільність ОЦК фази при великих швидкостях генерації дефектів і низьких дозах опромінення та визначено, як опромінення впливає на фазову стабільність наночастинок заліза розміром 2 - 10 нм у температурному діапазоні 400 - 500 К. Було побудовано діаграми «розмір - температура» та «розмір - енергія», які встановлюють залежні від розміру області фазової стабільності, фазових переходів у нанокристалічному залізі й впливу опромінення.

У рамках теоретичного опису нами обґрунтовано важливість врахування умови нестационарності в описі кінетики радіаційних дефектів і дано якісне пояснення отриманих в експериментах залежностей концентрації радіаційних дефектів від дисперсності нанокристалічного матеріалу [1].

У наночастинках малих розмірів фаза α -Fe (ОЦК) стає нестабільною і змінюється на ГЦК структуру, тоді як фаза γ -Fe (ГЦК) залишається стабільною, що пояснюється домінуючим впливом поверхневих енергій фаз. У наночастинках великих розмірів, навпаки, фаза α -Fe є стабільною, а γ -Fe – нестабільною, що зумовлено домінуванням внеску об'ємної густини енергії.

Виявлено, що в результаті опромінення наночастинок заліза при швидкості генерації дефектів $K_v = 10^{-3}$ зна/с і дозах більше 1 зна формується проміжна область шириною близько 4 нм на фазовій діаграмі «розмір - температура», де фаза α -Fe стає стабільною при опроміненні, а γ -Fe стабілізується без опромінення. Стабільність ОЦК фази підтримується лише за наявності опромінення. Ця проміжна область звужується з підвищенням температури й повністю зникає приблизно при 520 К. За низьких температур (нижче 400 К) дослідження потребує уточнення, оскільки використання результатів теорії хімічних швидкостей та термодинаміки Гіббса при цьому стає некоректним [2].

Дослідження проводяться в рамках НДР Лабораторії композиційних матеріалів атомно-водневої енергетики Інституту прикладної фізики НАН України (РК 0125U000276) під керівництвом д.ф.-м.н. Арама Шіріняна.

1. Yu.S. Bilogorodskyy, A.S. Shirinyan, O.M. Krit. Influence of Irradiation on the evolution of radiation defects in nanocrystalline FCC metals: The case of Ni. Nucl. Instrum. Methods B 563 (2025) 165674.
2. A.S. Shirinyan, Yu.S. Bilogorodskyy. Effect of radiation-induced vacancy saturation on the first-order phase transformation in nanoparticles: insights from a model. Beilstein J. Nanotechnol. 15 (2024) 1453.

СПЕКТРАЛЬНІ ОСОБЛИВОСТІ «ЖОВТИХ» СВІТЛОДІОДІВ GaAsP

М. Р. Вернидуб¹, Л. А. Кот¹, П. Г. Литовченко², І. М. Матіюк³, В. П. Тартачник²

¹ Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

³ Інститут фізики напівпровідників імені В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

Світлодіодні джерела (СД) світіння після одержання Н. Голомняком перших експериментальних зразків (1962 р.) швидко зайняли панівне становище серед традиційних нагрівних і газосвітних випромінювачів завдяки своїм незаперечним перевагам – високій ефективності, механічній надійності, тривалому строку використання, низькій вартості.

Світлодіодам GaAs_{1-x}P_x, вирощеним на основі розчину непрямозонного GaP та прямозонного GaAs, додатково легованим азотом, властивий високий порівняно з GaP квантовий вихід ($\eta^{\text{GaP}} \leq 1\%$; $\eta^{\text{GaAsP}} \leq 13\%$) [1]. Дальше підвищення квантового виходу (до $\sim 80\%$) можливе завдяки переходу до гетероперехідних СД, якщо у гомоперехідних СД ширина активної області може становити декілька мікронів, то у гетероперехідних вона може бути звужена до декількох нанометрів. Окрім цього, як видно з рис. 1, вона обмежена з двох боків бар'єрами, утворюючи квантову яму (КЯ) для носіїв з усіма особливостями наноструктурних об'єктів.

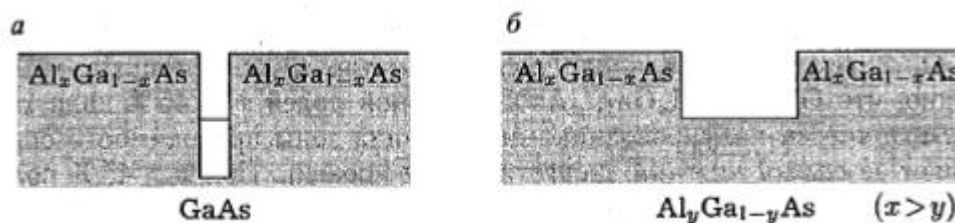


Рис. 1. Структура GaAsP «жовтих» світлодіодів.

Практичне застосування цих яскравих і дешевих джерел випромінювання широке і різноманітне – від побутового освітлення до систем опрацювання та передавання інформаційних масивів. Поєднання регульованих прямозонних поглиначів з активними кремнієвими підкладами створює умови для одержання високоефективних сонячних елементів. З метою узгодження ширин заборонених зон використовують розбавлені нітриди зі сполук A^{III}B^V на кремнії, які розширюють область поглинання у бік довгих хвиль і дають змогу зменшити вміст миш'яку. При загальній товщині КЯ 500 нм, сподівана ефективність сягає 42,6 %.

В останні роки посилюється зацікавленість технологів та фізиків-експериментаторів до вивчення структурних і оптичних властивостей нанодіодів GaAsP/GaP, які відкривають перспективу для виготовлення оптоелектронних приладів нового покоління. Згідно з даними, наноматеріали такого типу можуть кристалізуватись у структурі цинкової обманки, що створює можливості для одержання їх на дешевому аморфному кремнії, а також сприяє зменшенню внутрішніх напруг у GaP.

На рис. 2 наведено спектри випромінювання жовтих світлодіодів GaAs_{1-x}P_x ($x = 0,68$), зняті при 77 К, різних струмах інжекції, а також криві розподілів Лоренца і Гаусса, побудовані на основі узгодження функцій:

$$I_L = I_{\max} \exp(-ax^2); \quad I_G = \frac{I_{\max}}{1 + bx^2}, \quad a, b - \text{константи.}$$

Обидва розподіли помітно відрізняються між собою лише в області хвостів – «крила» $I_L(\lambda)$ проявляються дещо виразніше порівняно з $I_G(\lambda)$. Розбіжність зумовлена специфікою одержання обох функцій і не стосується внутрішніх особливостей досліджуваних об'єктів.

Розподіл Лоренца і Гаусса можна використовувати у ролі стандартної моделі, відхилення від якої має свідчити про існування додаткового фактора впливу на протікання випадкових подій; у нашому випадку – на процес випромінювальної рекомбінації. Саме його наявність у СД GaAsP призводить до несиметричності спектральних ліній, викликаній ефектом самопоглинання квантів.

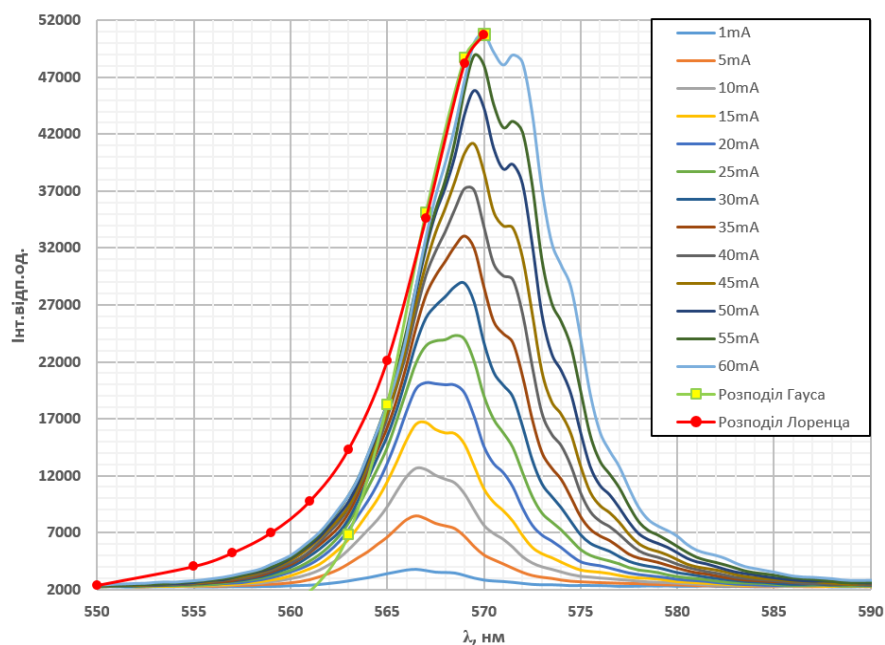


Рис. 2. Спектри випромінювання жовтого СД $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($x = 0,68$), зняті при 77 К та різних струмах інжекції.

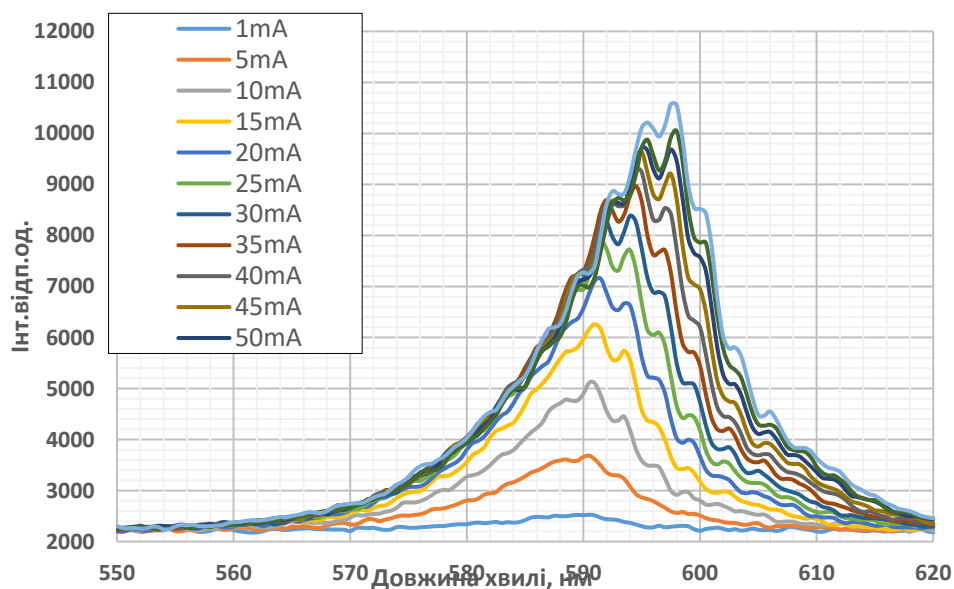


Рис. 3. Спектри випромінювання жовтих $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, зняті при 300 К і різних струмах.

У досліджуваних жовтих СД напівширина ліній при 77 К становить 8 нм і значно перевищує радіаційну; при підвищенні температури до 300 К вона відчутно зростає за рахунок впливу коливань атомів ґратки. Збільшення рівня інжекції від $I = 2$ мА до $I = 60$ мА супроводжується зсувом максимуму свічення у бік довгих хвиль на $\Delta\lambda = 8$ нм при 300 К та на $\Delta\lambda = 4$ нм (77 К) під дією тепла, виділеного струмом. При кімнатній температурі на спектрах жовтих СД виникає структура (рис. 3) з енергіями фононів $7\div 14$ меВ, що дає змогу віднести їх до акустичної гілки коливань атомів ґратки GaAsP.

1. А. Берг, П. Дин. Светодиоды. Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича (Москва: Мир, 1979) 686 с.

ДОЗОВІ РОЗПОДІЛИ У ВЕЛИКИХ ТА МАЛИХ РАДІАЦІЙНИХ ПОЛЯХ, ВИМІРЯНІ РІЗНИМИ ДЕТЕКТОРАМИ

К. В. Вільчинська^{1,2}, О. А. Безшийко¹, Л. О. Голінка-Безшийко¹, Р. М. Зелінський³

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Універсальна клініка «Оберіг», Київ, Україна

³ Медичний центр імені академіка Юрія Прокоповича Спіженка, Київ, Україна

Ця робота присвячена дослідженню особливостей дозиметрії для великих (10 см × 10 см) та малих (1 см × 1 см) радіаційних полів, що є актуальними для сучасної клінічної радіотерапії. Визначення точності дозиметричних вимірювань має ключове значення для забезпечення ефективності та безпеки променевої терапії, особливо для малих полів, що використовуються для лікування дрібних пухлин чи складних зон.

На рис. 1 представлено знімок пацієнта з діагнозом рак лівої легені (T4N2M1) із метастазами у головний мозок та кістки. Захворювання перебуває у прогресуючій стадії. Метастатичне вогнище (PTV на рисунку) у головному мозку розташоване в безпосередній близькості до стовбура мозку, що зумовлює необхідність високої точності під час планування променевої терапії для збереження життєво важливих функцій, контрольованих цією структурою. Пацієнту показано променеве лікування із сумарною дозою 27 Гр, розподіленою на 3 фракції (по 9 Гр за одну фракцію).

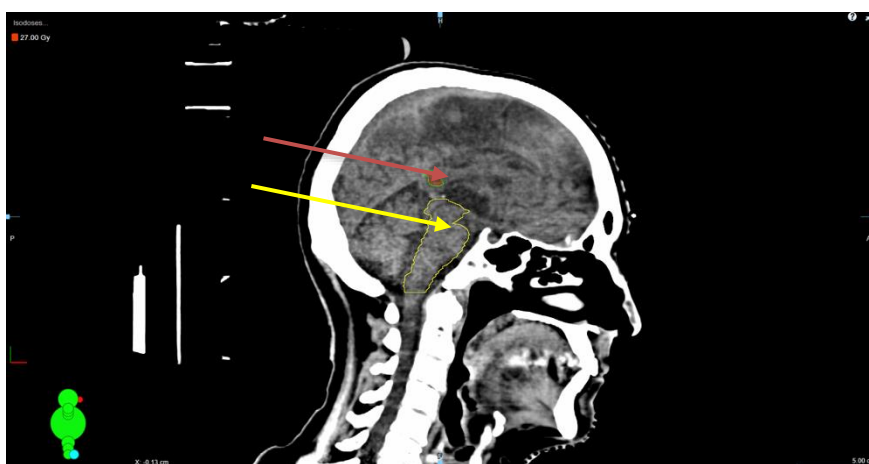


Рис. 1. Розташування метастазу головного мозку поблизу стовбура мозку з ізодозою 27 Гр.

Метою дослідження було порівняння розрахованих дозових розподілів, отриманих у системі планування лікування (TPS Eclipse), з експериментальними даними, вимірними за допомогою плівки GafChromic EBT3 та детектора MatriXX Evolution. Особливу увагу було приділено впливу півтіней, розсіювання та інших дозиметричних ефектів, які суттєво впливають на точність вимірювань у малих полях [1].

Дозиметрія проводилася з використанням плівки GafChromic EBT3, яка має широкий діапазон чутливості (1 - 40 Гр) і забезпечує високу роздільну здатність у вимірюваннях. Плівка містить один активний шар, розташований між двома прозорими поліефірними листами, що дає змогу отримувати стабільні та надійні результати [2]. Перед проведенням основних вимірювань була побудована калібрувальна крива, використовуючи 11 плівок, опромінених дозами від 1 до 10 Гр. Для експериментів плівка розташовувалася у фантомі з твердотілого матеріалу RW3, що імітує розсіювання у тканинах, на глибині 5 см [3]. Опромінення проводилося для полів розміром 10 см × 10 см та 1 см × 1 см з дозою 9 Гр. Додатково використовувався неопромінений фрагмент плівки для врахування рівня фону. Дані аналізувалися за допомогою спеціалізованих алгоритмів у Python, що дало можливість побудувати графіки дозових профілів.

Другий детектор, MatriXX Evolution, є двовимірною матрицею іонізаційних камер, розробленою компанією IBA Dosimetry (Німеччина). Він використовувався для 2D-дозиметрії в реальному часі, а також для верифікації планів лікування у сучасній променевій терапії, зокрема IMRT і VMAT. Прилади розміщувалися у спеціальному фантомі miniPhantom, що забезпечує реалістичне моделювання розсіювання. Поля формувалися за допомогою багатопелюсткових коліматорів (MLC), що дало змогу оцінити їхній вплив на розподіл дози.

Результати дослідження показали високу відповідність між експериментальними та розрахунковими даними для великих полів ($10\text{ см} \times 10\text{ см}$). Невеликі відхилення спостерігалися в області півтіней, що можна пояснити дискретністю моделі багатопелюсткових коліматорів у TPS Eclipse. У малих полях ($1\text{ см} \times 1\text{ см}$) спостерігалися суттєвіші розбіжності, найбільші з яких реєструвалися в центральній осі поля та області півтіней. Це може бути пов'язано з обмеженнями у врахуванні ефектів розсіювання та складності моделювання геометрії в TPS для малих полів. Графік горизонтального профілю дози для малого поля наведено на рис. 2. На ньому чітко видно відмінності між даними, отриманими плівкою EBT3, та розрахунками TPS Eclipse, зокрема у зоні півтіні. Ці розбіжності підкреслюють необхідність удосконалення алгоритмів TPS, особливо для задач, пов'язаних з малими полями.

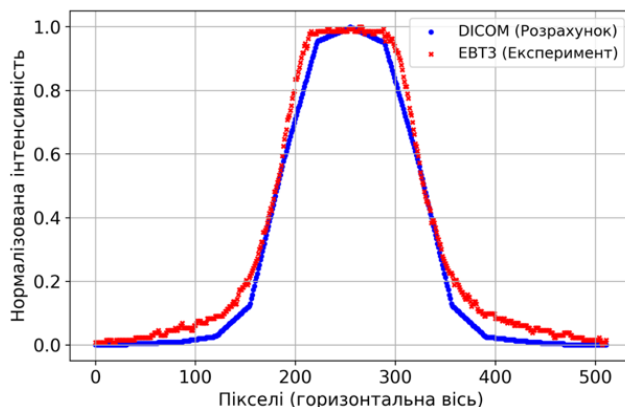


Рис. 2. Горизонтальний профіль дози для малого поля ($1\text{ см} \times 1\text{ см}$), отриманий за допомогою плівки EBT3 та розрахований у TPS Eclipse.

Отримані результати підтверджують, що сучасні методи дозиметрії дають змогу досягти високої точності у вимірюваннях для великих полів ($10\text{ см} \times 10\text{ см}$), проте малим полям ($1\text{ см} \times 1\text{ см}$) притаманні значні розбіжності, що вимагають додаткових досліджень. Основні проблеми пов'язані з недостатньою деталізацією моделювання багатопелюсткових коліматорів та ефектами розсіювання. Для покращення клінічної ефективності необхідне вдосконалення алгоритмів планування лікування, а також розробка нових підходів до верифікації дозових розподілів для малих полів.

Результати цього дослідження мають важливе значення для подальшого розвитку дозиметричних методик у клінічній практиці, спрямованих на забезпечення безпеки та точності лікування. Особлива увага має бути приділена розробці нових моделей, які враховують складні дозиметричні ефекти в малих полях.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

1. H. Palmans et al. Med. Phys. 45 (2018) 9.
2. S. Devic et al. Med. Phys. 33 (2006) 4.
3. L.J. van Battum et al. Med. Phys. 35 (2008) 2.

ДИНАМІКА ЗВ'ЯЗАНОЇ ВНУТРІШНЬОЇ ЕЛЕКТРОННОЇ КОНВЕРСІЇ

О. Я. Дзюблик

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Загальновідомо, що ядро може розряджатися 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). Раніше ЗВК розраховувалася лише в другому наближенні теорії збурень. Ми ж, на відміну від інших підходів, у межах теорії розпаду Гольдбергера - Ватсона враховуємо всі порядки збурення за оператором 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 – в 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 . При цьому система (ядро + електрон) попадає в один із проміжних станів $|c\rangle = |I_g M_g\rangle |j_e m_e\rangle$. У випадку відсутності надтонкого розщеплення резонансних рівнів вони вироджені по магнітним квантовим числам ядра і електрона. Задача спрощується у випадку, коли лише один проміжний рівень є близьким до початкового. Процес ЗВК відбувається ефективно, якщо параметр відстроювання $\delta = E_0 + \varepsilon_i - \varepsilon_f$ малий. Ми порахували ймовірність розпаду ядра по каналу ЗВК у проміжку часу від 0 до t . Тоді для повної ймовірності розпаду ядра по каналу ЗВК ми одержали таку ж саму формулу, що і для оберненого процесу – ядерного збудження при електронних переходах [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 взаємодії ядра і електрона за допомогою віртуальних фотонів, $\Gamma = \Gamma_i + \Gamma_f$ [5]. Показано, що ця формула є застосовною лише у випадку, коли розряд збудженого електронного стану до початкового відбувається через ланцюжок переходів. Коли ж електронний перехід прямий з випромінюванням фотона із частотою ядерного фотона, то відбувається інтерференція ядерного і електронного переходів.

1. F. Attallah et al. Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 17112.
2. F.F. Kapeshin 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.

МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОННОЇ СТРУКТУРИ ПОЛІТИПІВ НІТРИДУ БОРУ

В. І. Іващенко¹, Н. Ю. Павлова², В. І. Шевченко¹

¹ Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Київ, Україна

² Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

Першопринципним методом досліджено електронну структуру ряду гіпотетичних фаз на основі нітриду бору.

Матеріали на основі нітриду бору є важливими технологічними матеріалами сучасності [1, 2].

Параметри досліджених кристалічних структур були отримані в результаті аналізу результатів моделювання методом молекулярної динаміки з використанням пакета програм “Quantum ESPRESSO” [3, 4]. На рис. 1 і в таблиці наведено схеми елементарних комірок та параметри структур. Перший елемент в позначеннях структур – символ Пірсона, а другий – номер просторової групи.

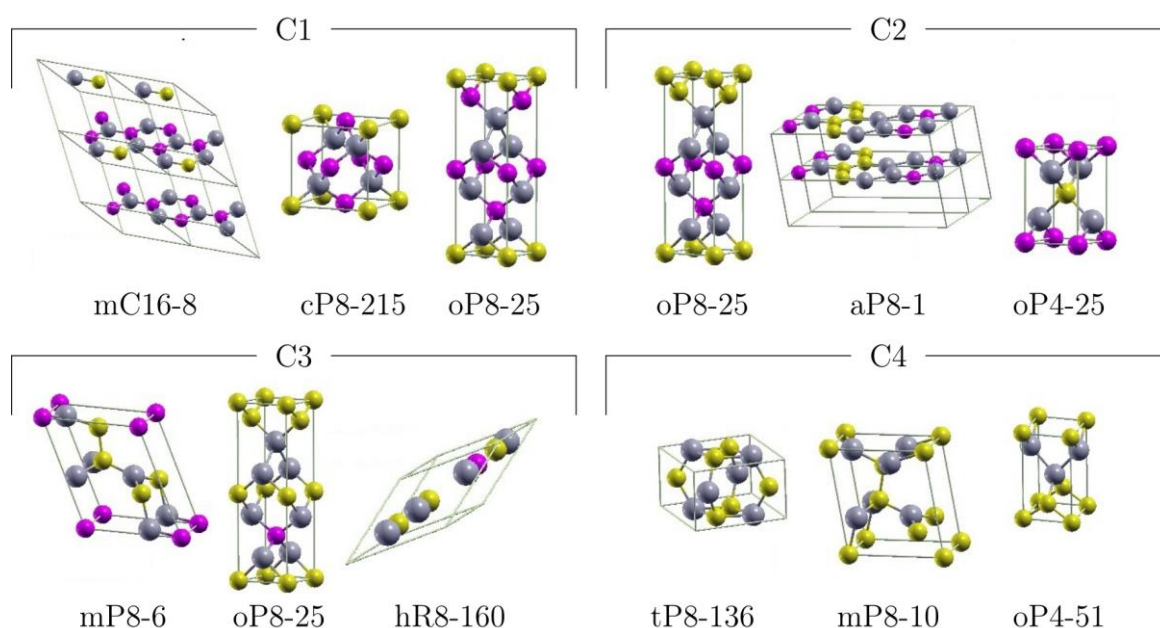


Рис. 1. Схеми примітивних елементарних комірок C2-C4 досліджуваних кристалічних структур $BC_{1-x}N_x$, $x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0$.

Симетрія та параметри елементарних комірок досліджуваних кристалічних структур

Фаза	Позначення	Симетрія	a (Å)	b (Å)	c (Å)
$BC_{1/4}N_{3/4}$ (C1)	mC16-8	Cm	7.819	5.119	4.421
			123.59°		
	cP8-215	P-43m	3.659	3.659	3.659
$BC_{1/2}N_{1/2}$ (C2)	oP8-25	Pmm2	2.591	2.482	7.651
	tP8-111	P-42m	3.544	3.544	3.893
	oP8-25	Pmm2	2.549	2.497	7.905
			85.00°	89.96°	75.86°
	aP8-1	P1	2.465	3.270	9.315
$BC_{3/4}N_{1/4}$ (C3)	mP8-6	Pm	4.539	2.552	5.386
				113.10°	
	oP8-25	Pmm2	2.605	2.462	8.100
BC (C4)	hR8-160	R3m	2.558	2.558	27.226
	tP8-136	P4 ₂ /mmn	4.362	4.362	2.752
				97.91°	
	mP8-10	P2/m	4.393	2.726	4.819

Примітка. Для моноклінних та триклінних структур наведено також кути між базисними векторами ґраток.

Зонна електронна структура та локальні парціальні щільності електронних станів (ЩЕС) ряду політипів BN ретельно досліджувалися в роботах [4, 5]. Розрахунки, виконані для ряду політипів з цих робіт, підтвердили надійність використовуваної нами методики вивчення електронної структури. На рис. 2 представлено розраховані загальні ЩЕС в гіпотетичних сполуках C2-C4.

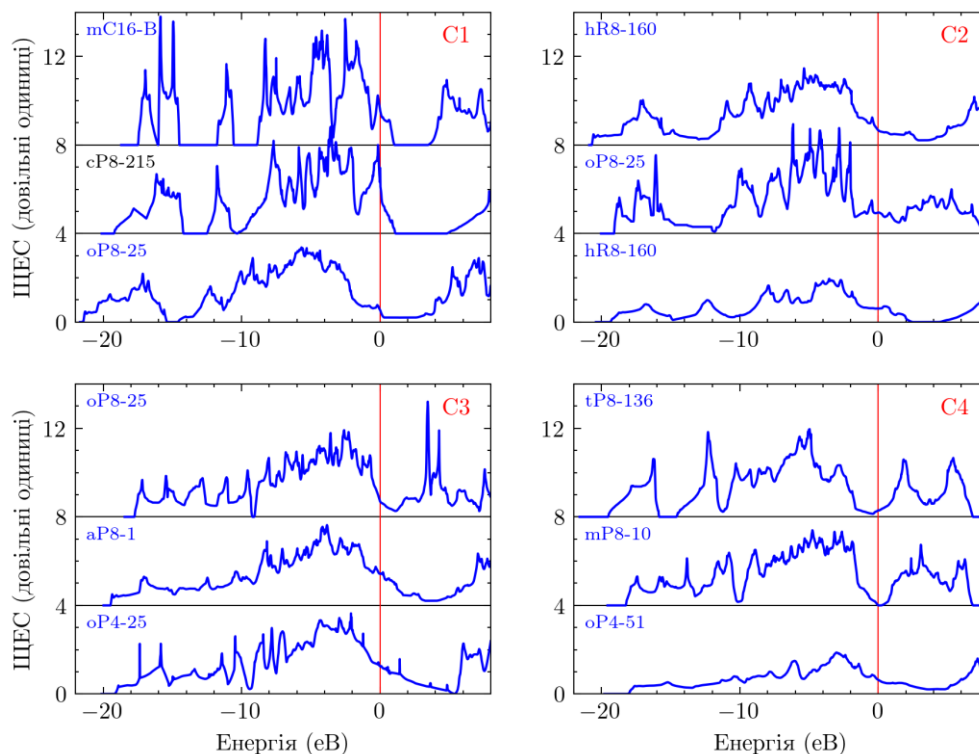


Рис. 2 Щільність електронних станів (ЩЕС) у сполуках C2-C4.

У випадку BN концентрація валентних електронів становить 8 електронів на елементарну комірку, а зонна структура утворюється зв'язуючими та антизв'язуючими станами, які розділені напівпровідниковою забороненою зоною. Коли азот замінюється вуглецем, концентрація валентних електронів зменшується, а рівень Фермі зміщується в напрямку зони зв'язуючих станів. У результаті ЩЕС на рівні Фермі буде зростати, а відповідна сполука буде дестабілізуватися. Однак це правило виконується не для всіх сполук C2-C4. Як можна бачити з рис. 2, воно виконується для C4-tP8-136 і структур C2 та C3. Ці сполуки є металічними завдяки скінченній величині ЩЕС на рівні Фермі. Псевдощільина навколо рівня Фермі в C4-tP8-136 вказує на те, що ця сполука має виявляти напівпровідникові властивості. Нарешті, C4-mP8-10 є напівпровідником з дуже вузькою забороненою зоною порядку 0,2 еВ.

Показано, що структури C2-C4 є металічними, за винятком двох сполук: C4-TP8-136 – напівметал, а C4-MP8-10 – напівпровідник з дуже вузькою забороненою зоною шириною 0,2 еВ.

1. L.E. Toth. *Transition Metal Carbides and Nitrides* (New York, Academic, 1971).
2. P. Luo, Y. Zhao. *Molecules* 28 (2023) 6200.
3. P. Giannozzi et al. *J. Phys. Condens. Matter* 21 (2009) 395502.
4. J. Furthmüller et al. *Phys. Rev. B* 50 (1994) 606.
5. M. Topsakal et al. *Phys. Rev. B* 79 (2009) 115442.

ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ТА ОПТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВІТЛОДІОДІВ GaAlAs

О. І. Кириленко¹, Ю. Б. Мирошніченко¹, Т. І. Мосюк¹,
Д. П. Стратілат², В. П. Таргачник²

¹ Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Твердотільні джерела світлення інжекційного типу пройшли тривалий період розвитку і вдосконалення від найпростіших гомоперехідних р-п-структур з невисоким зовнішнім квантовим виходом ($\eta \leq 1\%$, СД GaP) до високоефективних ($\eta \approx 80\%$, СД InGaN), активна область яких складається з однієї і більше квантових ям.

Використання твердого розчину як активного шару створило умови для вибору потрібної довжини хвилі максимуму випромінювання завдяки зміні співвідношення між компонентами.

Твердотільному розчину $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, як і $\text{Ga}_{1-x}\text{As}_x\text{P}$, також властива залежність ширини забороненої зони від струму. При $x \leq 45\%$ він стає прямозонним і ефективність його випромінювальної рекомбінації різко зростає. Головний недолік світлодіодного джерела (СД) $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ порівняно з діодами $\text{Ga}_{1-x}\text{As}_x\text{P}$ – менший експлуатаційний ресурс: після 100000 год роботи його квантовий вихід падає на 50 %. Швидка деградація зумовлена присутністю алюмінію, який, легко окислюючись, стимулює розвиток корозійних процесів, які супроводжуються виникненням пор, тріщин та центрів гасіння електролюмінісценції [1]. Водночас позитивною якістю таких СД можна вважати відсутність неузгодженості періодів ґратки GaAlAs із підкладинкою GaAs.

Для створення високоефективних СД на базі GaAlAs вирощують подвійну гетероструктуру $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ на GaAs, після чого підкладинку GaAs видаляють.

У даній роботі наведено результати вимірювань електрофізичних (зокрема вольт-амперних характеристик – ВАХ) та оптичних властивостей – інтенсивність електролюмінісценції $I_{\text{інт.}}$ (І мА) квантового виходу (η) СД GaAlAs з $\lambda_{\text{max}} = 650$ нм.

На рис. 1 зображено залежності $I(U)$, зняті у режимах генератора струму (див. рис. 1, а) та генератора напруги (див. рис. 1, б) при температурах 77÷300 К. В інтервалі 250÷290 К ВАХ добре узгоджуються із типовими для СД подібного виду співвідношенням Шоклі, проте вже після 230 К на ВАХ формується ділянка від'ємного диференційного опору (ВДО). У режимі генератора напруги області ВДО відповідає різке вертикальне зростання струму, еквівалентне металевій провідності діода.

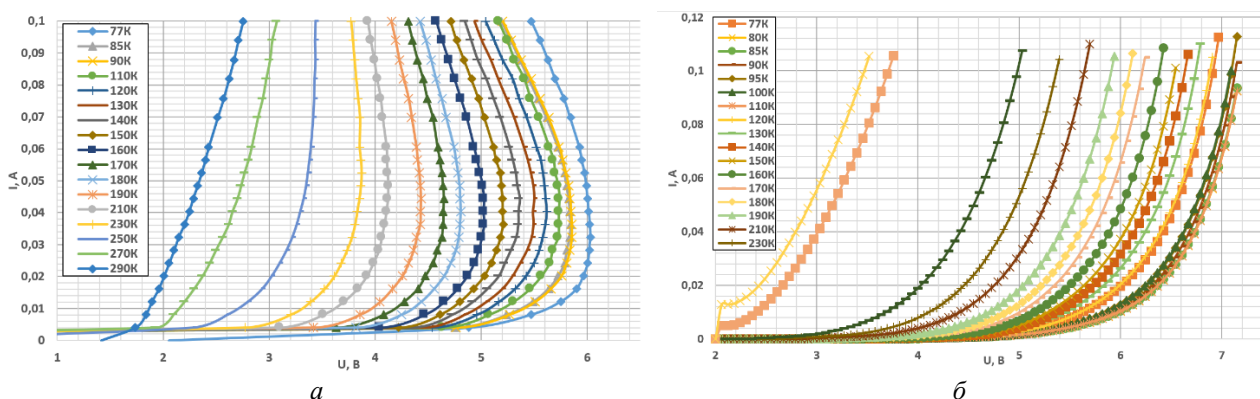


Рис. 1. а – ВАХ СД GaAlAs з $\lambda_{\text{max}} = 650$ нм, зняті в режимі генератора струму;
б – ВАХ СД GaAlAs з $\lambda_{\text{max}} = 650$ нм, зняті в режимі генератора напруги.

У межах ВДО абсолютна величина $|R_{\text{диф.}}|$ близька до 17,8 Ом. Враховуючи результати, одержані на аналогах СД $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – діодах GaP та GaAsP, можна прийти до попереднього висновку, що основна роль у виникненні ВДО досліджуваних об'єктів належить глибоким рівням дефектів, які беруть активну участь у розвитку процесу подвійної інжекції носіїв струму.

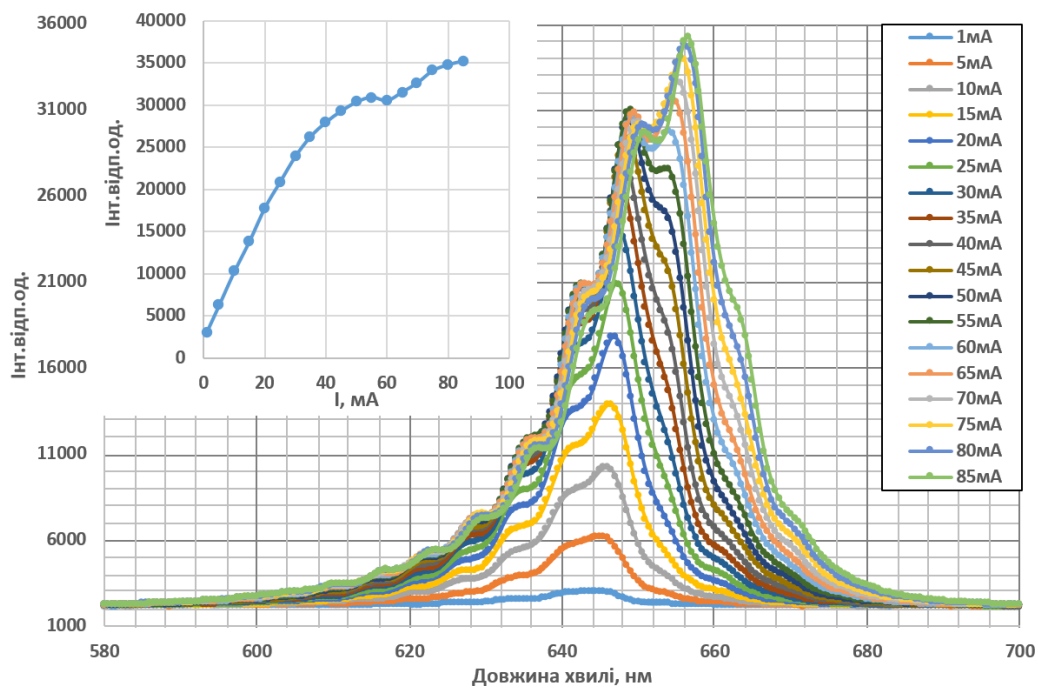


Рис. 2. Спектри випромінювання зеленого СД GaAlAs, $\lambda_{\text{max}} = 650$ нм при $T = 290^\circ\text{K}$.
На вкладці показано залежність інтенсивності світіння СД від величини струму через зразок.

Максимальне значення квантового виходу досліджуваних СД при $I = 20$ мА сягає 15 % для $I = 5$ мА.

Як видно з рис. 2, інтенсивність випромінювальної рекомбінації при $T = 300$ К, проявляє тенденцію до насичення, що свідчить про заповнення основного рекомбінаційного рівня носіями в умовах $T = 300$ К, $I_{\text{нас}} > 85$ мА.

1. E.F. Schubert. *Light-Emitting Diodes*. 2nd ed. (New York, Cambridge University Press, 2006) 434 p.

ВПЛИВ ЕНЕРГІЇ ЕЛЕКТРОНІВ НА ОПТИЧНІ ТА ЛЮМІНЕСЦЕНТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФТОРИДУ ЛІТІЮ

О. М. Поп, І. Г. Мегела, І. Ю. Роман, В. Т. Маслюк, В. І. Роман

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород. Україна

У роботі для визначення впливу енергії електронів порівнювалася зміна оптичного поглинання та люмінесцентних властивостей зразків нелегованого та легованого магнієм і титаном фториду літію, вирощеного методом дозованого температурного градієнта, у результаті опромінення електронами з енергією 6,5 та 18 МеВ. Опромінення досліджуваних зразків проводилося при кімнатній температурі на мікротроні М-30 відділу фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України. У зв'язку з тим, що розмір пучка на виході мікротрона М-30 становить 5 мм × 15 мм, виведений пучок для формування необхідного поля опромінення розсіювався на тонкій танталовій мішені товщиною 50 мкм з використанням формуючого коліматора, який покращував однорідність електронного пучка на місці встановлення зразків. Величина та неоднорідність сформованого поля вимірювалася циліндром Фарадея з каліброваним вхідним отвором, та не перевищувала 0,5 % на місці встановлення зразка. Циліндром Фарадея здійснювалося калібрування прохідного напівпрозорого монітора вторинної емісії, під'єднаного до інтегратора струму, яким визначався заданий флюенс електронів. Очевидно, що опромінення електронами супроводжувалося невід'ємним гальмівним гамма-випромінюванням за рахунок взаємодії прискорених електронів з конструктивними елементами прискорювача та із розсіюючою фольгою. У роботах[1, 2] показано, що внесок гальмівного гамма-випромінювання на оптичне поглинання та люмінесцентні властивості не перевищує 10 %.

Після закінчення опромінення і технологічного інтервалу (~80 с), у досліджуваних зразках вимірювалася фосфоресценція. Вимірювання кінетики спаду фосфоресценції здійснювалася фотоелектронним помножувачем ФЕУ-136 у режимі рахунку фотонів. Температура вимірювання кінетики фосфоресценції досліджуваних зразків підтримувалася стабільною за допомогою програмного забезпечення. Оптичне поглинання досліджуваних зразків вимірювали за допомогою спектрофотометра СФ-46 відразу після затухання фосфоресценції. Після затухання фосфоресценції та вимірювання оптичного поглинання кристалів термолюмінесценцію визначали в температурному інтервалі 25 - 300 °С за лінійної швидкості нагрівання 1 °С/с.

Порівняння люмінесцентних властивостей при опроміненні енергіями електронів 6,5 та 18 МеВ наведено на рис. 1. На рис. 1, а наведено кінетику спаду фосфоресценції, а на рис. 1, б – отримані криві термолюмінесценції для нелегованого фториду літію, опромінених однаковим флюенсом, $\Phi = 1 \cdot 10^{13}$ ел·см⁻², інтенсивністю $7 \cdot 10^9$ ел·см⁻²·сек⁻¹ для обох випадків.

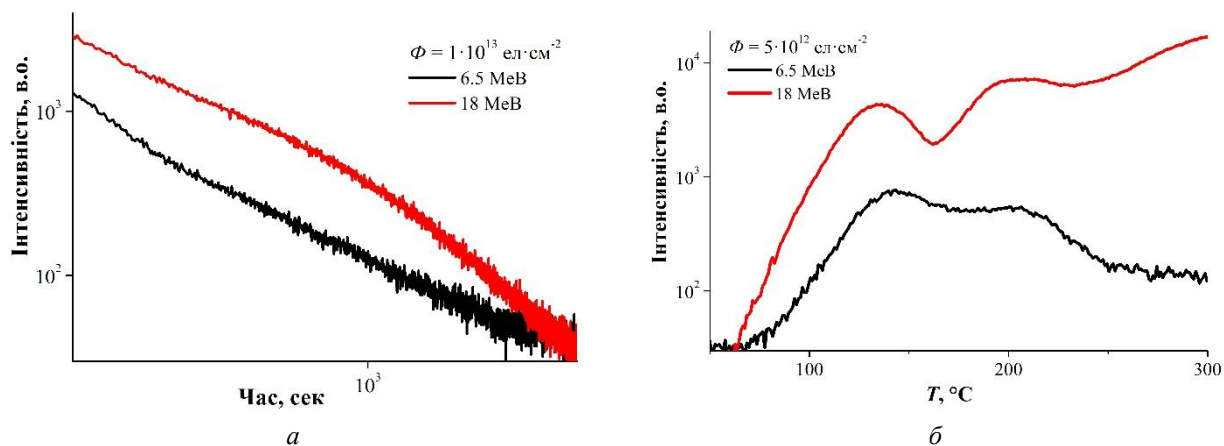


Рис. 1. Крива спаду фосфоресценції (а) та термолюмінесценції (б) нелегованого фториду літію для енергій 6,5 МеВ (чорна крива) та 18 МеВ (червона крива). Флюенс пучка електронів – $\Phi = 1 \cdot 10^{13}$ ел·см⁻².

На рис. 2 наведено результати зміни оптичного поглинання цих же зразків при енергіях опромінення 6,5 та 18 МеВ. Для отримання значимих змін в оптичних дослідженнях зразки опромінювалися більшим флюенсом, який становив $5 \cdot 10^{12}$ ел·см⁻², інтенсивністю $7 \cdot 10^9$ ел·см⁻²·с⁻¹ для обох випадків. Як видно з наведених даних, у досліджуваних зразках проявляються відомі смуги поглинання при 250 нм, а також 310 нм для LiF: Mg, Ti.

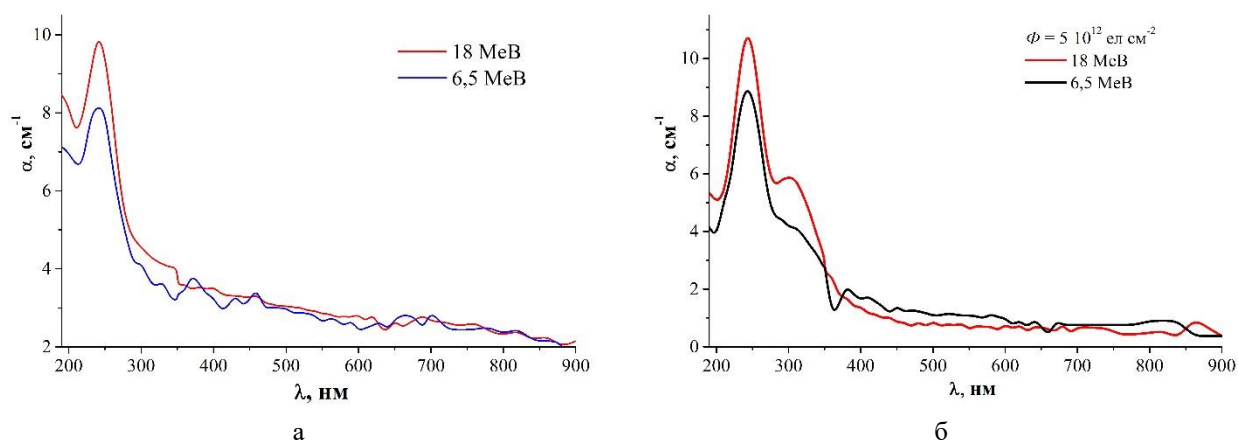


Рис. 2. Зміна оптичного поглинання зразків нелегованого LiF (а) та LiF: Mg, Ti (б) від енергії опромінення

Як видно з приведених даних, зміна оптичних та люмінесцентних властивостей узгоджується з висновками у роботі [3]: основний механізм зміни оптичних та люмінесцентних властивостей при опроміненні електронами є іонізація та захоплення існуючими технологічними дефектами електронів.

1. V.T. Maslyuk et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* 172(9-10) (2017) 782.
2. M.I. Romanyuk et al. *Probl. At. Sci. Technol.* 3(139) (2022) 137.
3. O.M. Pop et al. *Opt. Mater.* 162 (2025) 116942.

ОЦІНКА РАДІАЦІЙНОГО ОКРИХЧУВАННЯ МОДЕЛЬНОГО ЗВАРНОГО ШВА КОРПУСУ РЕАКТОРА ВВЕР-1000 З ВИКОРИСТАННЯМ ЗРАЗКІВ ПРОЕКТУ STRUMAT-LTO

В. М. Ревка, Л. І. Чирко, Ю. В. Чайковський, О. В. Шкапак, О. В. Тригубенко

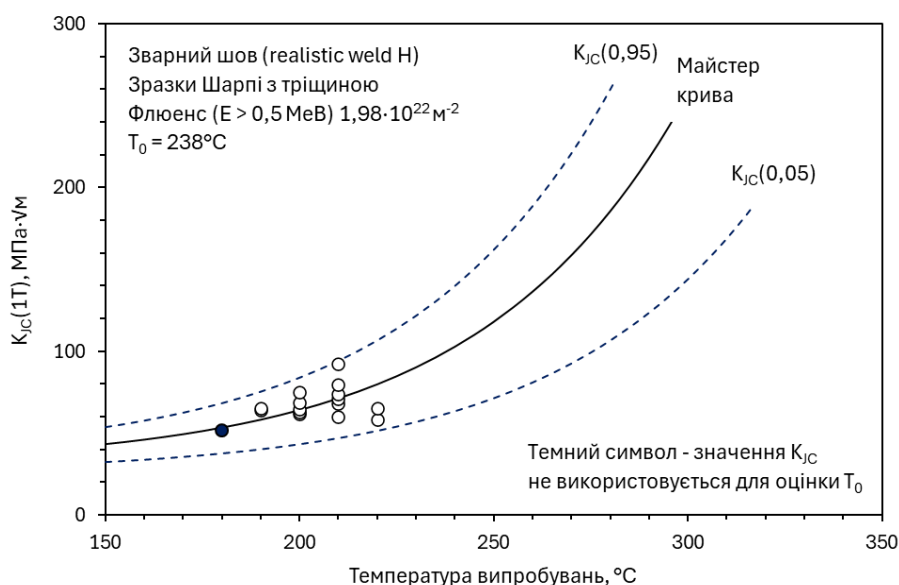
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Радіаційне окрихчування конструкційних сталей корпусу реактора (КР) є однією з ключових проблем, що обмежують ресурс реакторної установки в умовах довготривалої експлуатації енергоблоків АЕС. Для вирішення відкритих питань щодо окрихчування металу КР PWR та ВВЕР-1000 і підтримки безпечної експлуатації європейських АЕС у період 60 років і більше був реалізований міжнародний проект STRUMAT-LTO [1] (Structural Materials Research for Safe Long Term Operation of LWR NPPs). Для дослідження були використані опромінені модельні сплави, які за хімічним складом із систематичними варіаціями вмісту нікелю, марганцю і кремнію подібні до основного металу і металу зварного шва корпусів реакторів PWR і ВВЕР-1000.

Інститут ядерних досліджень НАН України у складі консорціуму STRUMAT-LTO проводив дослідження зварного шву (realistic weld, grade H), який за хімічним складом нагадує метал зварного шва КР ВВЕР-1000. Концентрація легуючих елементів досліджуваного матеріалу була найвищою серед зварних швів, використаних у проекті: 0,32 мас % Si, 1,08 мас % Mn, 1,89 мас % Ni. Зразки були опромінені в рамках проекту LYRA-10 в дослідницькому реакторі HFR (Петтен, Нідерланди) до номінального флюенсу швидких ($E > 0,5$ MeV) нейтронів $1,98 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-2}$ при середній температурі 286 °С.

Для оцінки перехідної температури крихкості було випробувано 10 стандартних зразків Шарпі ($10 \times 10 \times 55$ мм) на ударний вигин. Після випробувань половинки зразків використовували для виготовлення зразків механіки руйнування (зразків Шарпі із тріщиною), реконструйованих із застосуванням технології електронно-променевого зварювання. У подальшому реконструйовані зразки було випробувано на в'язкість руйнування для визначення референсної температури T_0 .

Результати випробувань на ударний вигин показали, що зварний шов класу Н у дуже опроміненому стані має вкрай низьке значення енергії удару (upper shelf energy – USE) на верхньому шельфі кривої Шарпі (48 Дж), що унеможлиблює визначення перехідної температури крихкості відповідно до вимог стандарту СОУ НАЕК 087:2023 [2]. Крім того, Додаток G до 10 CFR Частина 50 (нормативний документ регулюючого органу США) [3] встановлює вимогу, що матеріали корпусу реактора напроти активної зони повинні зберігати значення USE не менше, ніж 68 Дж протягом усього терміну експлуатації. В іншому випадку необхідно виконати додатковий аналіз щодо до запасу крихкої міцності із застосуванням альтернативних підходів, таких, наприклад, як експериментальні методи механіки руйнування.



Майстер крива і 5 % та 95 % толерантні границі для модельного зварного шва (клас Н) в опроміненому стані.

У цій доповіді представлено результати випробувань опромінених зразків Шарпі із тріщиною на в'язкість руйнування. Діапазон температур випробувань становив від 180 до 230 °C. Референсна температура T_0 становить 238 °C. Для оцінки T_0 було використано 15 нецензурованих значень K_{JC} (всього було випробувано 19 зразків). Параметр достовірності референсної температури становить $\sum r_i \cdot n_i = 1,9$. Аналіз експериментальних даних показав, що форма Майстер кривої добре узгоджується з температурною залежністю K_{JC} , а 5 і 95 % толерантні границі адекватно характеризують статистичний розкид значень K_{JC} (рисунок). Таким чином, методологія Майстер кривої може успішно застосовуватися для оцінки перехідної температури T_0 металу зварного шва КР ВВЕР-1000 у сильно окрихченому стані.

Порівнюючи значення референсної температури у вихідному і опромінену стані, було визначено зсув T_0 внаслідок опромінення, що становить 293 °C. Згідно з проектною моделлю радіаційного окрихчування СОУ НАЕК 087:2023, такий зсув відповідає коефіцієнту радіаційного окрихчування $A_F = 50$ °C, що значно більше нормативного значення ($A_F = 20$ °C).

Проект STRUMAT-LTO отримав фінансування від Програми досліджень та навчання EURATOM 2019 - 2020 згідно із грантовою угодою № 945272.

1. [STRUctural MATerials Research for Safe Long Term Operation of LWR NPPs \(STRUMAT-LTO\). HORIZON 2020 program, Grant Agreement ID: 945272.](#)
2. СОУ НАЕК 087:2023. Інженерна, наукова і технічна підтримка. Методика визначення радіаційного окрихчування металу корпусів реакторів за результатами випробувань зразків-свідків (Київ, 2023) 29 с.
3. [Appendix G to Part 50 – Fracture Toughness Requirements \(US NRC, Code of Federal Regulations 10 CFR\).](#)

ОЦІНКА ПОТУЖНОСТІ ДОЗИ В ТЕХНІЧНИХ ПРИМІЩЕННЯХ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА DEMO З ВИКОРИСТАННЯМ MONTE CARLO КОДУ SERPENT

С. В. Серeda, С. М. Серeda

Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Київ, Україна

Проект EUROfusion – це європейська дослідницька ініціатива, спрямована на розвиток термоядерної енергетики як безпечного, ефективного та довготривалого джерела енергії [1]. DEMO – це демонстраційна електростанція потужністю 2 ГВт, призначена для демонстрації великомасштабного безперервного виробництва електроенергії. Її основна мета – довести практичну та економічну доцільність використання термоядерної енергії, закладаючи підґрунтя для створення першого покоління комерційних термоядерних електростанцій [2]. Оскільки реактор DEMO наразі перебуває на етапі проєктування [3], саме цей період є найбільш сприятливим для проведення всебічної оцінки потужності дози в усіх приміщеннях реактора.

У дослідженні нами проведено оцінку рівнів радіаційної небезпеки в технічних приміщеннях термоядерного реактора DEMO, зокрема в залах UPCh та PHTS (рис. 1), де розміщено елементи первинного контуру охолодження.

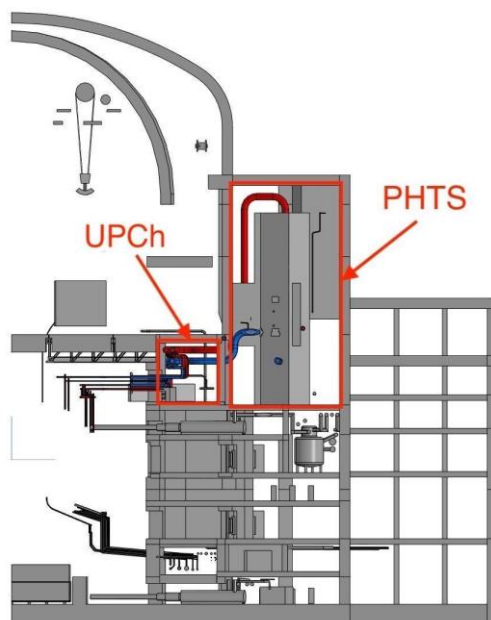


Рис. 1. Фронтальна модель Baseline DEMO-2022 досліджуваного сегмента будівлі під кутом 22,5°.

Під час циркуляції через токамак вода як теплоносіє піддається опроміненню високоенергетичними нейтронами (зокрема 14 MeV), що призводить до її активації. Активована вода переносить радіоактивні продукти через систему охолодження, осаджуючи їх на внутрішніх поверхнях труб, теплообмінників і насосного обладнання. Це створює технічні виклики для забезпечення безпеки експлуатації, що потребує точного розрахунку потоків випромінювання та дозових навантажень.

Саме тому в нашій роботі було розглянуто два основні джерела випромінювання від активації теплоносія:

- продукти активації води та домішок (PCAI), зокрема ізотопи ^{16}N , ^{17}N , що утворюються в результаті нейтронної активації кисню в охолоджувачі [4];
- активовані продукти корозії (АСР) (^{60}Co , ^{54}Mn , ^{59}Fe тощо), що осідають на внутрішніх поверхнях труб і обладнання [5].

У даному дослідженні не розглядаються джерела випромінювання, такі як нейтронне випромінювання з токамака, тритій і продукти активації в зоні токамака. Основну увагу приділено активованій воді як головному джерелу радіації. Ця вода, що використовується як теплоносіє у реакторі DEMO, є основним джерелом випромінювання в допоміжних приміщеннях.

Для моделювання було використано спрощену 3D CAD-модель частини будівлі DEMO з використанням Monte Carlo коду Serpent (версія 2.1.32) (рис. 2) та бібліотеки ядерних даних JEFF-3.3.

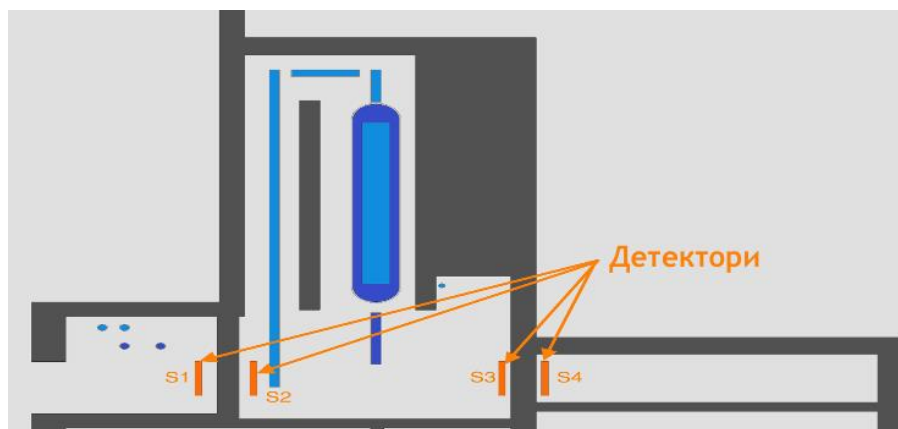


Рис. 2. Вертикальний (вздовж осі у) переріз моделі Serpent, зміщений на 3,5 м від центра токамака.

Під час симуляцій ми розраховували потоки нейтронів і фотонів, а також еквівалентну дозу в повітрі (для оцінки впливу на персонал) і в кремнії (щоб оцінити вплив на електронне обладнання). Детектори розміщували на типовій робочій висоті – 1 м від підлоги й 1 м від стін. Щоб підвищити точність, використовували метод глобального зменшення дисперсії.

Результати показали, що під час роботи реактора дози значно вищі, особливо в PHTS, де активована вода має найбільший вплив (табл. 1). У режимі техобслуговування дози нижчі, але продукти корозії все одно мають помітний вплив (табл. 2) і їх потрібно враховувати при проектуванні систем безпеки.

Таблиця 1. Результати моделювання в Serpent для режиму експлуатації (радіоактивність головним чином від активованої води (^{16}N , ^{17}N))

Детектори	Потік нейтронів, $\text{n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{с})$	Потік фотонів, $\text{ф}/(\text{cm}^2 \cdot \text{с})$	Біологічна доза, $\text{мкЗв}/\text{год}$	Потужність дози в кремнії, $\text{Гр}/\text{с}$
S1 (UPCh)	$2,0129 \cdot 10^7$	$2,7401 \cdot 10^{10}$	$4,5334 \cdot 10^8$	$4,88176 \cdot 10^{-2}$
S2 (PHTS_01)	$8,6746 \cdot 10^6$	$2,7950 \cdot 10^{10}$	$5,5513 \cdot 10^8$	$5,22455 \cdot 10^{-2}$
S3 (PHTS_02)	$5,9021 \cdot 10^6$	$1,1986 \cdot 10^{10}$	$1,9934 \cdot 10^8$	$1,40386 \cdot 10^{-2}$
S4 (BLDG_14_mid)	(низька статистика)	$2,2996 \cdot 10^5$	$4,8140 \cdot 10^3$	(низька статистика)

Таблиця 2. Результати моделювання в Serpent для режиму технічного обслуговування (радіоактивність лише від активованих корозійних продуктів у воді)

Детектори	Потік фотонів, $\text{ф}/(\text{cm}^2 \cdot \text{с})$	Біологічна доза, $\text{мкЗв}/\text{год}$	Потужність дози в кремнії, $\text{Гр}/\text{с}$
S1 (UPCh)	$6,68487 \cdot 10^2$	$4,67910 \cdot 10^0$	$3,35024 \cdot 10^{-10}$
S2 (PHTS_01)	$2,96319 \cdot 10^2$	$2,20258 \cdot 10^0$	$1,22490 \cdot 10^{-10}$
S3 (PHTS_02)	$1,34712 \cdot 10^2$	$9,15809 \cdot 10^{-1}$	$5,33733 \cdot 10^{-11}$
S4 (BLDG_14_mid)	(низька статистика)	(низька статистика)	(низька статистика)

Отримані результати мають важливе значення для ранніх стадій інженерного проектування DEMO з метою забезпечення ефективного радіаційного захисту персоналу та довговічності електроніки в умовах дії іонізуючого випромінювання. Подальші дослідження будуть зосереджені на більш детальному картуванні просторового розподілу потужності дози у всіх допоміжних приміщеннях.

1. G. Federici et al. The plan forward for EU DEMO. Fusion Eng. Des. 173 (2021) 112960.
2. M. Zaupa et al. Balance of plant conceptual design of EU DEMO integrating different breeding blanket concepts. Fusion Eng. Des. 200 (2024) 114235.
3. G. Federici et al. DEMO design activity in Europe: Progress and updates. Fusion Eng. Des. 136 (2018) 729.
4. I. Palermo et al. Impact of the flowing activated water on maintenance and electronic functioning for the pre-conceptual design of the European DEMO fusion reactor. Fusion Eng. Des. 153 (2020) 111499.
5. I. Moscato, P. Chiovaro, P. D'Amico. Inventory Working Group - Subgroup Activated Coolant Material inventories - 2022 Report. (2023). <https://idm.euro-fusion.org/default.aspx?uid=2QCDDC>

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА САМОДИФУЗІЮ МОЛЕКУЛ РОЗЧИНУ ВОДА - ЕТАНОЛ МАЛОЇ КОНЦЕНТРАЦІЇ

В. І. Слісенко, О. А. Василькевич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Відомо, що водно-спиртовим розчинам (ізопропанол, пропанол, третичний бутанол, гліцерин тощо) властива аномальна поведінка при малих концентраціях 0,03 - 0,5 молярних часток (м. ч.) спирту. Досить давно було виявлено аномальне молекулярне розсіяння світла (МРС) при концентрації 0,2 - 0,5 м. ч. (нормальний пік) та при $\sim 0,05$ м. ч. (аномальний пік) інтегральної інтенсивності МРС. Нормальний пік добре описується квазітермодинамічною теорією флуктуацій. Аномальний пік характеризується низкою особливостей, не притаманних нормальному піку. Він, зокрема, спостерігається у розбавлених розчинах більшості спиртів при одній і тій же концентрації $\sim 0,045$ м. ч. Півширина його значно менша півширини нормального піка, а амплітуда зростає при зниженні температури [1]. Така поведінка цих двох піків вказує на їх різну природу.

Існує декілька підходів до пояснення незвичайних властивостей розбавленого водно-спиртового розчину. Згідно з одним із них, поблизу особливої точки ($x = 0,045$ м. ч.) цей розчин є термодинамічно нестійким і розпадається на два стани, що призводить до утворення зародків нової структури [2]. А у роботі [3] було показано, що аномальне МРС зумовлене інтенсивними процесами кластеризації поблизу особливої точки. Розбавлені водно-спиртові розчини тут можуть розглядатися як розчин стійких кластерів, що складаються з двох-трьох молекул спирту та близько десяти молекул води. Очевидно, що поява нової структури чи утворення кластерів в околі особливої точки буде впливати на динаміку молекул водно-спиртового розчину. Крім того, стосовно розбавлених водних розчинів етанолу до цього часу має місце суперечлива інформація. Так згідно з [4] аномальний пік у МРС цих розчинів взагалі відсутній, а за даними роботи [5] він спостерігається аж при 0,09 м. ч.

Різним експериментальним методам доступні для вивчення різні молекулярні процеси залежно від їхніх характерних часів. Зокрема, для дослідження динаміки конденсованого стану речовини досить ефективним є метод квазіпружного розсіяння повільних нейтронів. Він ґрунтується на взаємодії нейтронів з дифузійними рухами частинок (атомів, молекул) і дає змогу отримувати інформацію про них в інтервалі часових відрізків (10^{-11} с - 10^{-12} с).

Складний характер руху частинок у рідині суттєво ускладнює опис розсіяних ними нейтронів. Наявність у рідині, крім колективних рухів, властивих твердому тілу, також дифузійних (індивідуальних) переміщень частинок призводить до появи в нейтронних спектрах квазіпружної компоненти, яка проявляється як розширення початково монохроматичної лінії нейтронів.

Раніше нами були проведені методом квазіпружного розсіяння повільних нейтронів дослідження динаміки молекул системи вода-етанол залежно від концентрації при температурі 281 К. Було визначено загальний коефіцієнт самодифузії молекул D , його одностинкова D_F і колективна D_L складові та час осілого життя молекули у коливному стані τ . Детально вивчена область малих концентрацій, де в околі концентрацій $X = 0,04$ м. ч. і $X = 0,2$ м. ч. у коефіцієнтах D та D_F виявлено два мінімуми. Час τ при цих концентраціях істотно зростає. Це вказує на значне зменшення при даних концентраціях інтенсивності активаційного механізму дифузії молекул.

Проте, аномальна поведінка характеристик дифузії залежить не тільки від концентрації, але і від температури розчину. У зв'язку з цим було проведено дослідження нейтронним методом динаміки молекул системи вода - етанол залежно від температури при постійній концентрації 0,04 м. ч. в інтервалі 1,5 °С - 8 °С. Саме при цій концентрації, як відзначалося вище, у даному розчині максимально сповільнені дифузійні рухи молекул. Як і в попередніх експериментах було визначено загальний коефіцієнт самодифузії молекул D , його одностинкова D_F і колективна D_L складові та час осілого життя молекули у коливному стані τ . Їхня температурна залежність представлена на рис. 1 і 2 відповідно.

В околі температури 4 °С у коефіцієнтах D та D_F виявлено глибокий мінімум. Час τ при цій температурі істотно зростає (рис. 2). Отже, при даній температурі має місце суттєве сповільнення дифузійних процесів і саме активаційного механізму дифузії молекул розчину, що, цілком можливо, зумовлено зв'язуванням молекул води та етанолу у комплекси (кластери). Тобто в околі температури 4 °С і концентрації 0,04 м. ч. існує особлива точка, де відбувається інтенсивне утворення кластерів, що складаються з однієї або двох молекул етанолу та 6÷10 молекул води. Конфігурація водневих

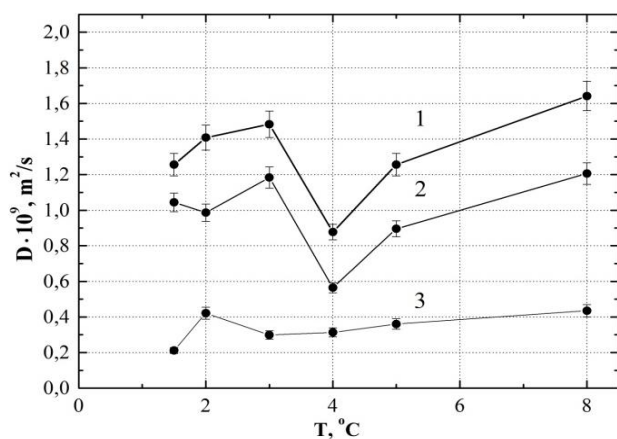


Рис. 1. Температурна залежність загального коефіцієнта самодифузії D (1) та його одностинкової D_F (2) і колективної D_L (3) компонент розчину вода - етанол концентрації 0,04 м. ч.

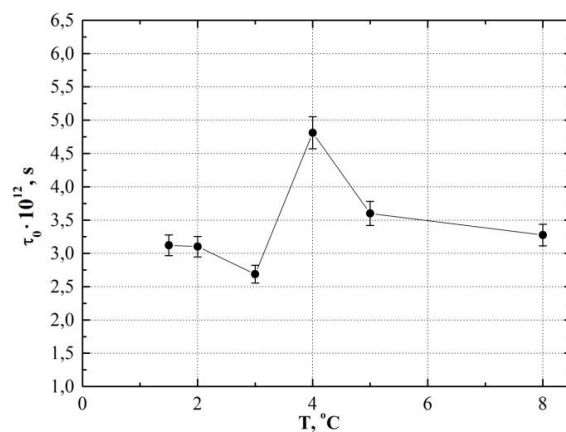


Рис. 2. Температурна залежність часу осілого життя молекули в положенні рівноваги розчину вода - етанол концентрації 0,04 м. ч.

зв'язків у середині елементарного кластера відрізняється від таких в об'ємі води. Час життя таких кластерів значно більший як часу зіткнень молекул, так і часу життя водних кластерів. Таким чином, даний елементарний кластер може розглядатися як псевдо частинка. Відхилення температури від 4 °C різко знижує інтенсивність утворення кластерів та руйнацію існуючих комплексів молекул води і етанолу. Необхідно відзначити, що у нашому випадку положення особливої точки не збігається з даними з розсіюння світла, згідно з якими особлива точка знаходиться при 0,09 м. ч. [5].

1. V.Eu. Chechko et al. J. Phys. Stud. 7 (2003) 175.
2. В.Я. Гуцульський, В.Є. Чечко, Ю.А. Мельник. УФЖ 60 (2015) 782.
3. Н.П. Маломуж, Е.Л. Слипчак. Журн. физ. химии 81 (2007) 1.
4. G.D. Parfit, J.F. Wood. Trans. Faraday Soc. 64 (1968) 2081.
5. М.Ф. Вукс, Л.В. Шурупова. Оптика и спектроскопия 40 (1976)154.

ФОРМУВАННЯ РАДІАЦІЙНО СТІЙКОГО СТАНУ CdZnTe ЗА ДОПОМОГОЮ ПЛАЗМОВОЇ ОБРОБКИ ТА ПАСИВАЦІЇ DLC-ПЛІВКОЮ

О. Б. Смірнов¹, Р. К. Савкіна¹, Є. В. Малий², Д. П. Стратілат²

¹ Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Кадмій-цинк-телур (CdZnTe) належить до перспективних напівпровідникових матеріалів для твердотільної детекторної електроніки завдяки комбінації фізичних властивостей, таких як високий атомний номер елементів, великий питомий опір і широка заборонена зона. Це забезпечує ефективне поглинання йонізуючого випромінювання у широкому енергетичному діапазоні, стабільність роботи детекторів і високу спектральну роздільність при кімнатній температурі. Матеріал широко застосовується в ядерній спектроскопії, медичній візуалізації, неруйнівному контролі, системах моніторингу радіаційного фону і космічних дослідженнях. Один з ключових чинників, що визначають функціональність детекторів на основі CdZnTe, – якість монокристалів.

Для забезпечення необхідних електрофізичних характеристик, кристали CdZnTe мають бути однорідними, мати досконалу будову, відповідну стехіометрію і питомий опір порядку $\geq 10^9$ Ом·см. У реальних умовах вирощування значна частина отриманих кристалів не відповідає зазначеним критеріям через наявність дефектів, відхилення у складі, локальні неоднорідності тощо. Тому пошук підходів до модифікації властивостей малоприматних CdZnTe-зразків з подальшою їхньою інтеграцією в детекторні структури є важливою науковою задачею. Одним з таких рішень є застосування обробки аргонною плазмою для пасивації поверхні, що дає змогу зменшити густину поверхневих дефектів, покращити стабільність контактів та знизити темнові струми. Для забезпечення додаткового захисту та підвищення хімічної стійкості на оброблену поверхню кристала наноситься DLC-плівка (алмазоподібна вуглецева плівка), яка діє як бар'єрне покриття та ще один пасивуючий шар. Комплексна дія обробки та покриття забезпечує функціональну стабілізацію зразка та дає можливість використання навіть таких кристалів, що раніше вважалися непридатними.

З метою визначення радіаційної стійкості пасивуючого покриття та його ролі в оптимізації детекторного матеріалу CdZnTe у роботі було проведено опромінення зразків високоенергетичними γ -квантами (130 кРад) двома різними методами: за допомогою джерел йонізуючого випромінювання Co^{60} та в мішаному енергетичному спектрі продуктів поділу важких ядер. До початку опромінення ізотопом ^{60}Co були проведені дослідження щодо побудови профілю потужності γ -поля для розміщення зразків у відповідному просторі відносно джерела опромінювання. Для проведення опромінення з використанням продуктів поділу важких ядер визначене дозове навантаження в місці проведення опромінення за допомогою накопичувальних дозиметрів з можливістю накопичення дози до 1500 бер.

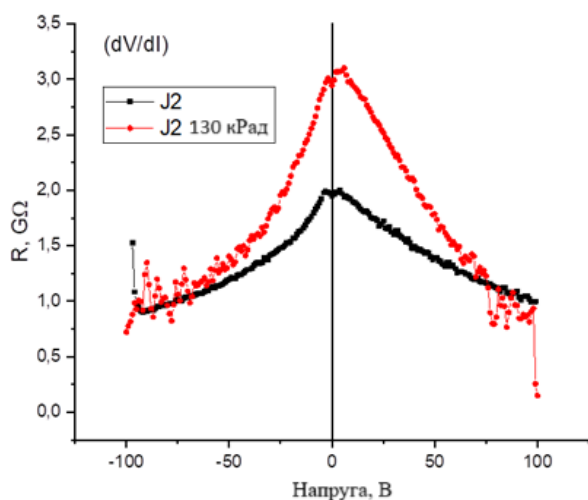


Рис. 1 Диференційний опір зразка J2 з DLC до та після опромінення ^{60}Co .

У цій роботі було отримано зростання питомого опору зразків $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$, як з DLC-покриттям так і без нього, після γ -опромінення дозою 130 кРад. При цьому співвідношення $\rho_{\gamma}/\rho_{\text{DLC}} \approx 6$ для зразків з DLC та $\rho_{\gamma}/\rho \approx 50$ для зразків без покриття. Крім того, під дією γ -опромінення (130 кРад) у зразків без DLC-покриття спостерігається зменшення струмів витоку $I_{\text{виг}}$ (рис. 1), що може бути пов'язано з йонізаційними ефектами або змінами у балансі дефектів в об'ємі матеріалу.

Напівпровідник p -CdZnTe є частково компенсованим акцепторним матеріалом, для якого виконується умова $N_a > N_d$; при цьому відбувається повна компенсація донорів та часткова компенсація акцепторів (V_{Cd}). Особливості провідності напівпровідникового з'єднання CdZnTe

після обробки його поверхні плазмою аргону пов'язано з формуванням порушеного шару зі зниженою концентрацією некомпенсованих донорів. Плазма аргону викликає домінуюче видалення кад-

мію та збагачує приповерхневу ділянку акцепторами (V_{Cd}) (рис. 2). Це призводить до накопичення вакансій кадмію V_{Cd} та активації процесів самокомпенсації, за яких відбувається зростання питомого опору, внаслідок чого електрони донорних рівнів переходять на акцепторні рівні, заповнюючи їх і тим самим зменшуючи концентрацію дірок. При цьому рівень Фермі зсувається всередину забороненої зони, що забезпечує зменшення провідності обробленого матеріалу.

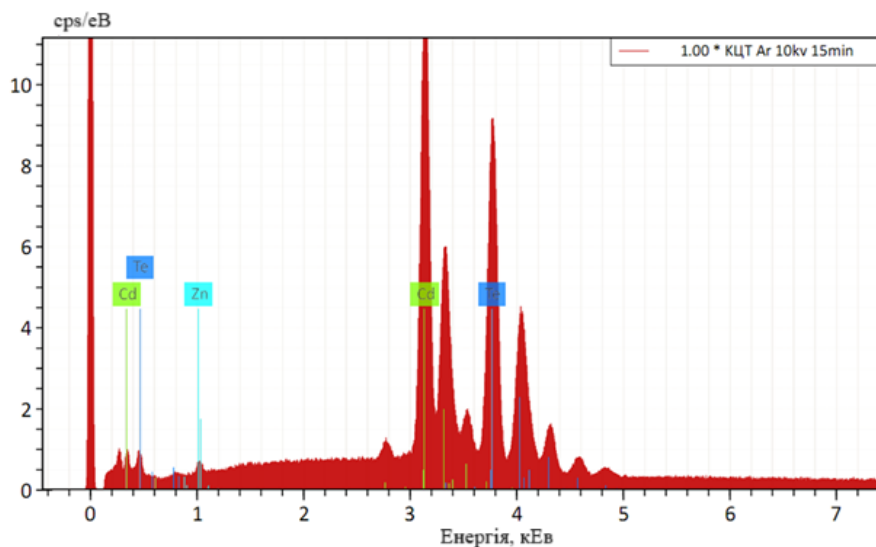


Рис. 2. Результати обробки плазмою аргону поверхні вихідного зразка $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$.

Отже плазмова обробка аргонем та нанесення DLC покриття у єдиному технологічному процесі на монокристал $CdZnTe$ фізично створюють та фіксують процес досягнення стаціонарного «граничного» стану через процес самокомпенсації, що підвищує реєструвальну здатність детекторів при великих дозах жорсткого опромінення. Поведінку провідності зразків при опроміненні гамма-квантами можна пояснити присутністю Zn у твердому розчині. Для $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ збільшення концентрації V_{Cd} може бути компенсовано атомами Zn, який займає позиції Cd у твердому розчині. Це надає зростання питомого опору напівпровідниковому матеріалу. При опроміненні цього зразка гамма-квантами порушується нерівність $N_{акц} > N_{дон}$, прискорюючи цим процес самокомпенсації напівпровідника.

Отже поєднання плазмової обробки аргонем та нанесення DLC-покриття у межах єдиного технологічного процесу створює умови для формування стабільного, «граничного» стаціонарного стану самокомпенсації p - $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$. Такий стан підвищує радіаційну стійкість, забезпечує підвищення реєструвальної здатності детекторів при великих дозах жорсткого γ -опромінення.

Результати підтверджують, що покриття з алмазоподібного вуглецю (DLC) виконує захисну функцію, зменшуючи радіаційний вплив і стабілізуючи параметри напівпровідникового матеріалу. Тож плазмова обробка в поєднанні з пасивацією DLC не лише захищає поверхню напівпровідника, але й підсилює радіаційну стійкість детекторного матеріалу, стабілізуючи його електричні характеристики на тривалий термін. Тому запропонований технологічний підхід забезпечує покращення та стабілізацію детекторних характеристик $CdZnTe$ у реальних умовах дії жорсткого опромінення.

ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИНІХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

Д. П. Стратілат¹, Л. А. Кот², О. О. Краснянський²,
М. Б. Пінковська¹, В. П. Тартачник¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

Світлодіодні джерела випромінювання (СД) завдяки численним перевагам порівняно з традиційними – газорозрядними та тепловими – швидко увійшли в побут і зайняли провідне місце в опто- та мікроелектроніці, засобах зв'язку, системах обробки інформації та космічних технологіях.

Їхні переваги – у компактності, високих показниках енергозбереження, швидкодії, значному експлуатаційному ресурсі. Це все підвищує зацікавленість у них виробників електронної техніки та інших широкопрофільних користувачів.

Новітні світлодіодні структури, вирощені на основі наноструктур InGaN з квантовими ямами, відрізняються від СД попередніх поколінь на основі гомопереходів GaP високим квантовим виходом (η до 80 %) та можливістю регулювання довжини хвилі випромінювання завдяки зміні кількісного співвідношення компонентів розчину. Використання таких джерел в екстремальних умовах – високі температури, імовірність високих рівнів опромінення швидкими частинками – потребує визначення параметрів їхньої термічної і радіаційної стійкості; актуальною задачею слід вважати також розроблення технології відновлення параметрів опромінених зразків.

У поданій роботі проведено аналіз вольт-амперних-характеристик (ВАХ) вихідних серійних СД InGaN з квантовими ямами (КЯ), а також опромінених електронами з $E = 2$ МеВ. Уведення радіаційних дефектів відбувалося при температурі, не вищій кімнатної; охолодження зразків здійснювалося потужним повітряним потоком. Джерелом швидких електронів служив лінійний прискорювач ИЛУ-6.

Вимірювання ВАХ проводилися у режимі генератора струму і генератора напруги в інтервалі температур 77 - 300 К.

На рис. 1 і 2 наведено ВАХ голубого СД InGaN з піковою довжиною хвилі випромінювання $\lambda = 470$ нм.

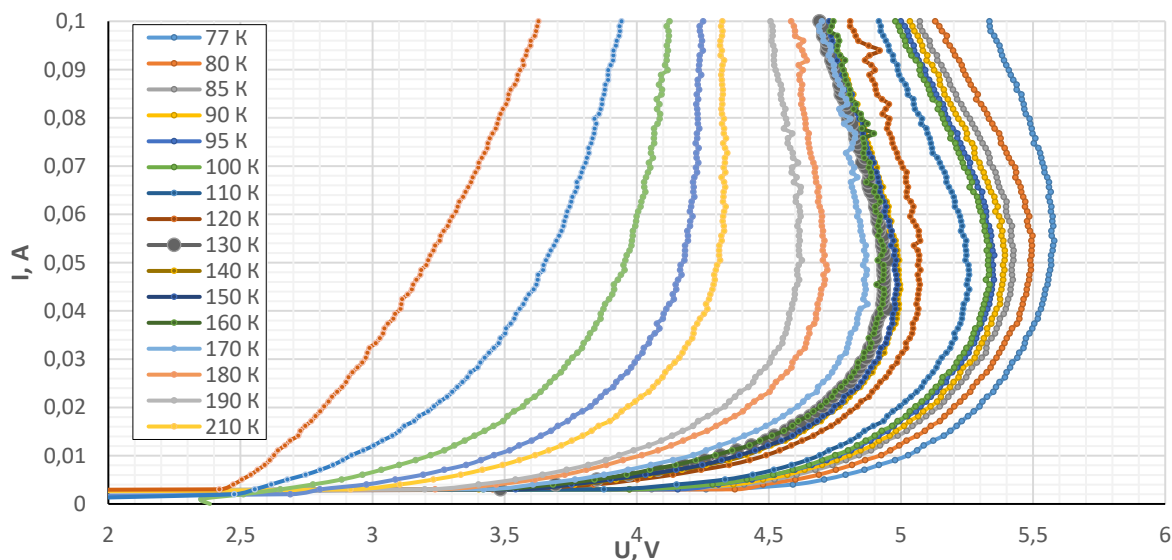


Рис. 1. ВАХ вихідного СД InGaN ($\lambda_{\text{max}} = 470$ нм, у режимі генератора струму).

Залежність $I(U)$ при 300 К добре узгоджується зі співвідношенням Шоттки:

$$I = I_s \left(e^{\frac{q(u - IR_G)}{nkT}} - 1 \right),$$

де I_s – зворотний струм насичення, R_G – опір базової частини діода, n – коефіцієнт неідеальності р-п переходу ($n = 1 \div 2$), k – стала Больцмана.

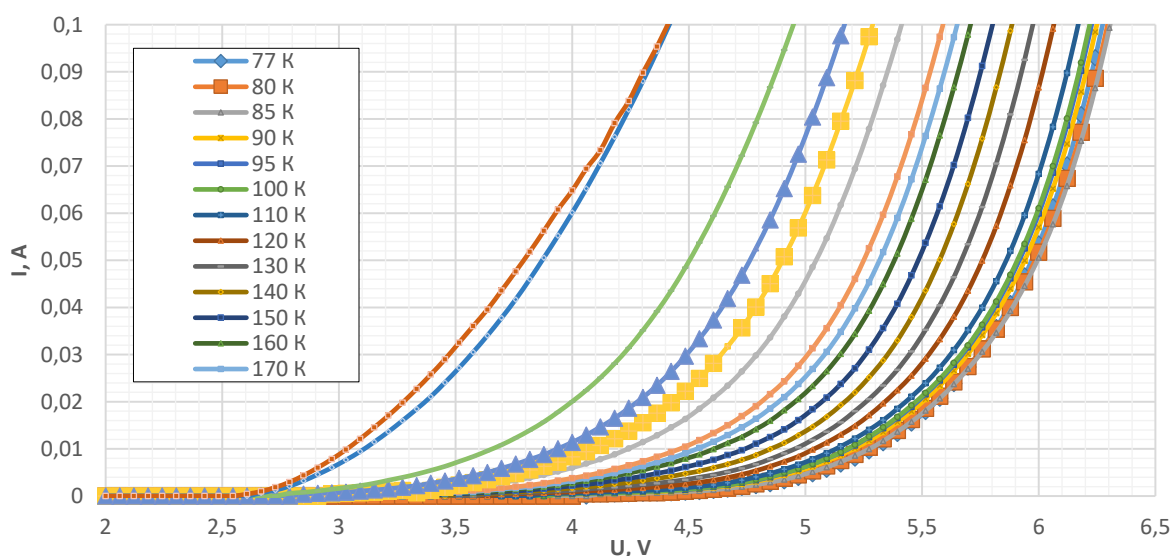


Рис. 2. ВАХ вихідного СД InGaN ($\lambda_{\text{max}} = 470$ нм, у режимі генератора напруги).

З рис. 1 і 2 видно, що в процесі зниження температури зростають відхилення від класичної моделі ВАХ р-п переходу і вже при $T = 250$ К спостерігається практично вертикальне зростання струму. Дальше охолодження зразка спричиняє виникнення області від'ємного диференційного опору (ВДО), якому відповідає падіння напруги зі збільшенням струму. Особливо виразно ефект виникнення ВДО проявляється при 77 К.

Природа виникнення подібної аномалії у різних СД залежить від їхнього виду; у СД InGaN вона виявлена вперше. Її виникнення очевидно зумовлене присутністю глибоких рівнів у активному шарі діода; яких саме – питання поки що залишається відкритим.

Установлено, що електронне опромінювання збільшує диференційний опір у СД у межах $U = 2,5 \div 5$ В внаслідок введення глибоких рівнів у заборонену зону кристала, що призводить до компенсації електропровідності.

Вимірювання спектральних характеристик показало, що всі глибокі рівні дефектів радіаційного походження – безвипромінювальні.

1. Т.І. Мосюк та ін. Вплив опромінення електронами з $E = 2$ МеВ на електрофізичні та оптичні характеристики зелених InGaN/GaN світлодіодів. [Ядерна фізика та енергетика 24\(1\) \(2023\) 27](#).

ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ НА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ТА ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВІТЛОДІОДІВ, ВИРОЩЕНИХ НА ОСНОВІ ГОМОПЕРЕХІДНИХ СТРУКТУР ТА СТРУКТУР ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

В. П. Таргачник, Д. П. Стратілат

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Світлодіодні структури, вирощені на основі потрійних розчинів $A^{III}B^V$ (GaAsP, InGaN), порівняно з бінарними світлодіодами (СД), одержаними на базі подвійних сполук, наприклад GaP, крім більшого квантового виходу, мають істотну перевагу – можливість плавного регулювання довжини хвилі випромінювання завдяки зміні співвідношення між відносним вмістом компонентів активного шару. Додатковим фактором, який збільшує ефективність свічення потрійних розчинів, можна вважати також введення ізоелектронної домішки азоту, яка, не змінюючи концентрацію вільних носіїв, створює умови для зняття заборони закону збереження імпульсу носія у процесі випромінювальної рекомбінації [1].

Варто зазначити також, що радіаційна стійкість СД GaAsP порівняно з СД GaP – вища.

В останні роки опубліковано значну кількість статей, присвячених методам одержання матеріалів і приладів, які могли б задовольнити потребу мікроелектронної галузі промисловості у швидкісних, високочутливих та водночас радіаційно-стійких елементах оптоелектронних схем. Серед численних повідомлень належне місце за своєю актуальністю займають роботи, виконані на потрійних сполуках $A^{III}B^V$ – GaAsP, GaAlAs, InGaN. Вплив опромінення швидкими частинками на СД, вирощені на базі згаданих сплавів вивчено вкрай недостатньо.

У поданому повідомленні наведено дані, одержані в результаті дослідження електрофізичних та оптичних характеристик цих СД, опромінених електронами $E_e = 2$ MeV.

Характерно, що всі згадані діоди при зниженні температури вимірювання входять у режим від'ємного диференційного опору (ВДО), що дає змогу зробити висновок про спільність механізму виникнення негативної ділянки диференційної провідності на вольт-амперній характеристиці (ВАХ).

Збільшення дози опромінення спричиняє зростання точки «зриву» за напругою, що відповідає переходу до стану ВДО; зростає також площа петлі гістерезису, утворена перетином гілок ВАХ в умовах наростання і спадання струму.

Виявлені особливості найімовірніше пов'язані з довготривалими релаксаційними процесами за участі глибоких рівнів радіаційних дефектів.

Встановлено, що у СД GaAsP при 300 К електропровідність забезпечується дифузійно-рекомбінаційним процесом з коефіцієнтом неідеальності $n = 1,6$; при цьому переважає рекомбінаційна компонента.

На рис. 1 наведено спектри електролюмінесценції СД GaAlAs, отримані при температурі 77 К і різних струмах інжекції, а також температурні залежності інтенсивності свічення (рис. 2). Видно, що підвищення температури різко зменшує інтенсивність випромінювання і вже при температурі $T > 190$ К стає помітною структура, зумовлена фонними повтореннями основного максимуму, ймовірно за участі акустичного фонона з $E_\phi = 20$ меВ. Зростання температури зразка супроводжується «червоним» зсувом спектральної характеристики СД ($\Delta\lambda = 25$ нм, $\Delta T = 113$ К) внаслідок зменшення ширини забороненої зони E_g розчину. Величина квантового виходу неопромінених зразків близька до 14 % (300 К).

Спектр випромінювання СД InGaN добре узгоджується із класичним розподілом Гаусса. Інтенсивність випромінювання як вихідних, так і опромінених електронами нітридних СД насичується внаслідок переповнення носіями квантових ям. Зростання дози опромінення призводить до посилення впливу ефекту Штарка, який зменшує інтеграл перекривання хвильових функцій електронів та дірок, що, в свою чергу, спричиняє падіння інтенсивності свічення СД.

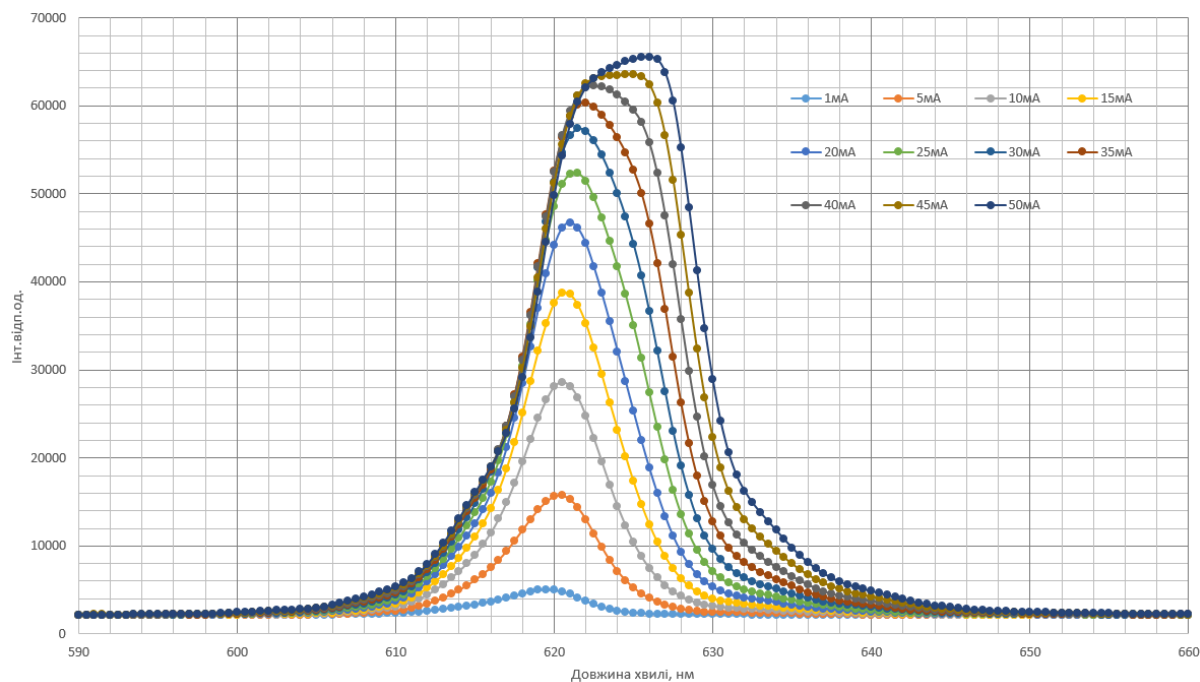


Рис. 1. Спектральні залежності СД GaAlAs, зняті за різних струмів інжекції ($T = 77\text{ K}$).

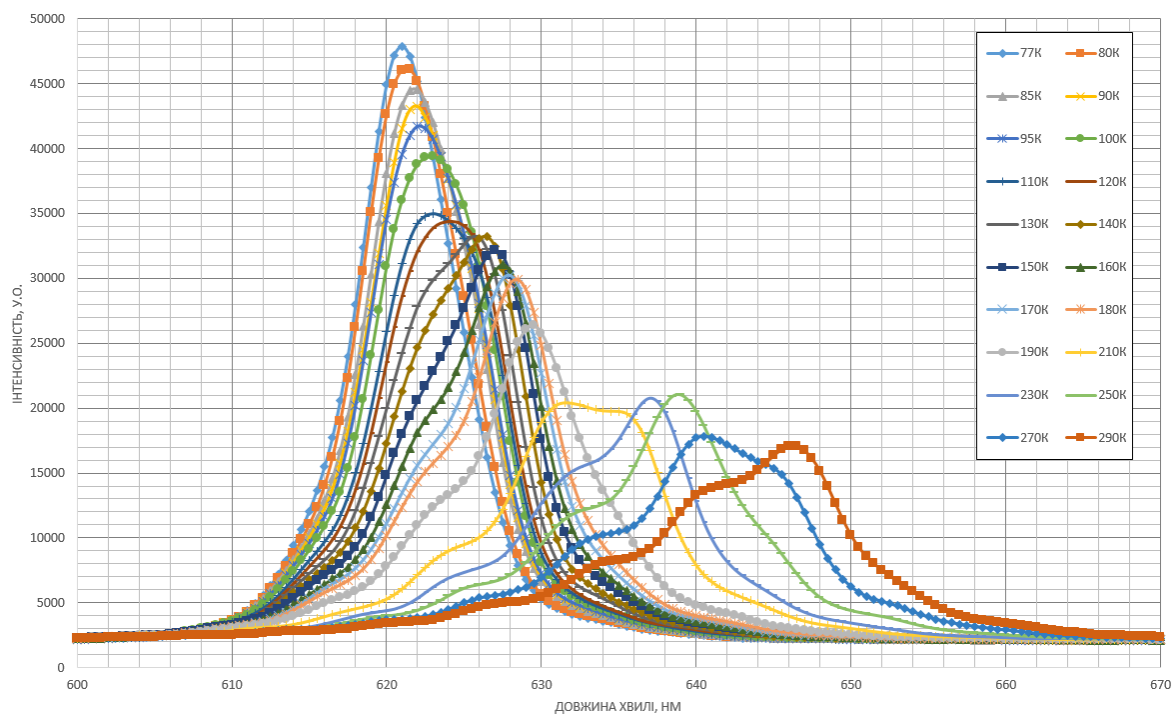


Рис. 2. Спектральні характеристики СД GaAlAs, одержані за різних температур $I_{\text{інж}} = 20\text{ mA}$.

1. A.A. Bergh, P.J. Dean. *Light-Emitting Diodes* (Oxford, Clarendon Press, 1976) 591 p.

ОКРИХЧУВАННЯ ВИСОКОПРОМІНЕНОГО ЗВАРНОГО ШВА КОРПУСУ РЕАКТОРА ТИПУ ВВЕР-1000 З ВИСОКИМ ВМІСТОМ НІКЕЛЮ І МАРГАНЦЮ

О. В. Тригубенко^{1,2}, В. М. Ревка¹, Ю. В. Чайковський¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

Одним із критичних питань довгострокової експлуатації енергетичних реакторів з водою під тиском є окрихчування корпусу реактора (КР), спричинене переважно нейтронним опроміненням. Для покращення розуміння багатьох відкритих питань стосовно деградації металу КР під впливом нейтронного опромінення реалізуються різні міжнародні проекти, одним із яких є STRUMAT-LTO, що виконувався в рамках програми Європейського Союзу HORIZON 2020. Однією із задач цього проекту є дослідження впливу несприятливої синергії між нікелем (Ni), марганцем (Mn) і кремнієм (Si) на мікроструктуру та механічні властивості КР при високих флюенсах швидких нейтронів, що відповідають терміну довгострокової експлуатації АЕС (60 років і більше).

Задачею Інституту ядерних досліджень (ІЯД) НАН України в рамках STRUMAT-LTO було випробування опромінених зразків модельного шва з умовним позначенням «Н» (realistic weld H), що за хімічним складом і режимами термообробки нагадує зварний шов КР ВВЕР-1000, а також реконструювання випробуваних зразків та дослідження їх методами механіки руйнування.

Метою цієї роботи є визначення критичної температури крихкості металу зварного шва Н на основі результатів випробувань стандартних зразків Шарпі на ударний вигин, а також оцінювання її зсуву внаслідок опромінення відповідно до різних нормативних підходів.

У номенклатуру досліджуваних в проєкті STRUMAT-LTO матеріалів включено вісім зварних швів подібних до металу КР ВВЕР-1000 з вмістом нікелю у діапазоні $C_{Ni} = 1,26 \div 1,94 \%$, марганцю $C_{Mn} = 0,56 \div 1,08 \%$ та кремнію $C_{Si} = 0,18 \div 0,32 \%$. Вміст інших хімічних елементів майже не відрізняється. Особливістю зварного шва Н є високий вміст всіх трьох елементів, які, як вважається, мають найбільший вплив на швидкість радіаційного окрихчування металу КР: $C_{Ni} = 1,89 \%$, $C_{Mn} = 1,08 \%$ та $C_{Si} = 0,32 \%$.

Усі досліджувані матеріали було опромінено потоком швидких нейтронів з енергією понад 1 МеВ до флюенсу $1,11 \cdot 10^{24}$ нейтрон/м². Номінальне значення густини потоку нейтронів на зразки становило $\sim 2,75 \cdot 10^{16}$ нейтрон/м²·с при температурі опромінення 286 °С. Зразки опромінювалися в рамках експерименту LYRA-10 у дослідницькому реакторі Petten High Flux Reactor.

Дослідження зразків металу зварного шва Н виконувалися в лабораторії «гарячих» камер ІЯД НАН України. Випробування на ударний вигин проводилося на дистанційно керованому маятниковому копрі КМД-30 з максимальною енергією удару 300 Дж.

За результатами випробувань було отримано температурні залежності енергії руйнування і доли в'язкої складової у зламі зразків. Температурні залежності апроксимовано функцією гіперболічного тангенсу згідно з міжнародними підходами. Поєднання таких факторів як висока ступінь опромінення та високий вміст нікелю і марганцю суттєво вплинуло на форму кривої апроксимації, яка є надзвичайно пологою та має низький рівень верхнього шельфу (USE – upper shelf energy).

Для визначення критичної температури крихкості матеріалу застосовано декілька підходів: діючий в Україні нормативний підхід за СОУ НАЕК 087:2023 [1], міжнародний підхід згідно з ASTM E185 [2], який регламентує визначення температури крихкості на рівні енергії руйнування 41 Дж, та застосування фіксованого критеріального рівня 28 Дж. Визначення критичної температури крихкості на рівні 28 Дж широко застосовується в наукових дослідженнях згідно зі стандартом ASTM E1921 [3] для оцінки температури випробувань зразків механіки руйнування. Відповідно до СОУ НАЕК 087:2023 критеріальні рівні для визначення критичної температури крихкості змінюються ступінчасто залежно від границі текучості матеріалу. Для сталі із границею текучості понад 549 МПа значення критеріальних рівнів становлять 47,2 і 71,2 Дж.

Значення верхнього шельфу досліджуваного матеріалу становить 47,8 Дж, що є надзвичайно низьким і не дає змоги оцінити температуру крихкості за підходом СОУ НАЕК 087:2023. Через значну пологість кривої Шарпі температури крихкості, визначені на рівнях 41 і 28 Дж, відрізняються на понад 90 °С, а їхні зсуви на 70 °С. Однак, фактично, температуру крихкості на рівні 41 Дж не може бути визначено достовірно, оскільки у нормах ASME [4] вказані обов'язкові вимоги до величини USE, що має бути не нижчою 68 Дж для опроміненого матеріалу.

Також у роботі виконано апроксимацію функцією гіперболічного тангенсу температурної залежності долі в'язкої складової у зламі. З отриманого графіка виявлено, що температура крихкості, визначена на рівні 41 Дж, відповідає значенню в'язкої складової 94 %, тобто значенню, що лежить поблизу верхнього шельфу кривої Шарпі. Це свідчить про те, що для зварного шва Н в опроміненому стані критична температура крихкості може бути штучно завищена. Отже, встановлення лімітуючого значення USE 68 Дж у нормативних документах ASME є виправданим. У цьому випадку оцінку тріщиностійкості рекомендується визначати з використанням експериментальних методів механіки руйнування.

Проект STRUMAT-LTO отримав фінансування від Програми досліджень та навчання EURATOM 2019 - 2020 згідно з грантовою угодою № 945272.

1. СОУ НАЕК 087:2023. Інженерна, наукова і технічна підтримка. Методика визначення радіаційного окрихчування металу корпусів реакторів за результатами випробувань зразків-свідків.
2. ASTM E185-16. Standard Practice for Design of Surveillance Programs for Light-Water Moderated Nuclear Power Reactor Vessels. Annual Book of ASTM Standards. Vol. 12.02, 2016. ASTM International.
3. ASTM E1921-21. Standard Test Method for Determination of Reference Temperature, T_0 , for Ferritic Steels in the Transition Range. Annual Book of ASTM Standards. Vol. 03.01, 2021, p. 1. ASTM International.
4. American Society of Mechanical Engineers, ASME Boiler and Pressure Vessel Code, Section III, Division 1, Subsection NB 2300, Fracture toughness requirements for material, New York, NY (2001).

TEMPERATURE DEPENDENCE OF STRUCTURE FORMATION OF ISLANDS OF ELECTRON-HOLE LIQUID IN DICHALCOGENIDES

A. A. Chernyuk, V. I. Sugakov

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

The formation of the spatial distribution of the electron-hole liquid (EHL) density in transition metal dichalcogenides (TMDs) is theoretically considered. Upon optical excitation in these two-dimensional (2D) systems, excitons emerge, and under certain conditions, the EHL is formed in the shape of separate islands in the heterostructure plane. Currently, there is practically no information on the inhomogeneous distribution of the EHL density in TMDs and the interaction between islands of EHL. The relevance of the topic is due to promising creation of optoelectronic devices based on exciton effects [1, 2], since TMDs have a large light absorption coefficient and have direct band gaps at a monolayer thickness, as well as their application in energy-efficient electronics as new types of transistors [3] due to the ability to control the collective states of the EHL. The influence of nuclear irradiation on the surface structure of TMDs is of interest for radiational physics [4, 5].

A stochastic theory of the formation of the spatial structure of the EHL under light irradiation was composed in [6] for 2D semiconductor systems using a kinetic approach to an excitonic liquid [7]. Employing this approach, we performed numerical simulations in the case of uniform irradiation of a single crystal layer of TMDs, namely MoS₂ or MoTe₂, surrounded by another medium [8]. The present paper focuses on the temperature behavior of the main characteristics of the system. Some parameters were estimated empirically in the calculations, since the data differ in the literature or are not clarified. The exciton diffusion coefficient was assumed to be independent of the temperature in the considered temperature range.

Probabilities of the appearance of structures and their spatial configurations were estimated by the distribution function $f(R)$. Thus, the maximum of the distribution function corresponds to the most probable value of the island's radius for the given pumping, from which the pumping threshold value for the formation of a single EHL island can be determined. In TMDs, due to the carrier recombination processes, the EHL island has a finite radius, the dimensions of which are determined by the recombination rate and the pumping intensity.

Calculations have established that the threshold value of the pumping intensity increases with increasing temperature (Fig. 1) and there is no maximum $f(R)$ at temperatures above ~34 K for both TMDs, which means that conditions for the formation of a separate EHL island are not met. This limit is somewhat higher than the critical EHL temperature in Ge (Si) spatial semiconductors [9], which is 7 K (28 K). The critical island sizes at fixed over-threshold pumping decrease with increasing temperature (Fig. 2), gradually reaching a certain level: ~25 μm for MoS₂ and ~20 μm for MoTe₂. Therefore, the EHL islands are larger at low temperatures.

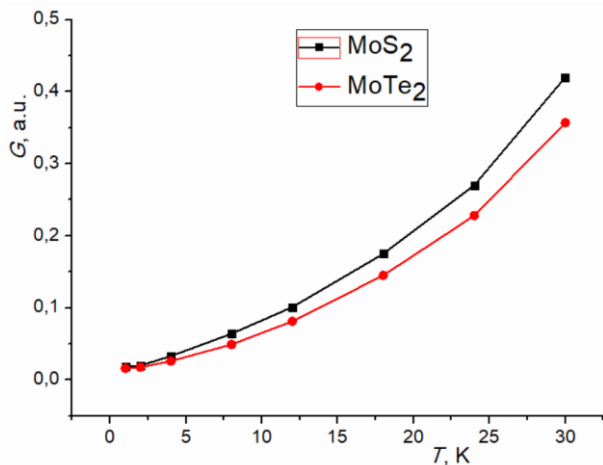


Fig. 1. Radiation intensity threshold for the formation of islands vs the temperature.

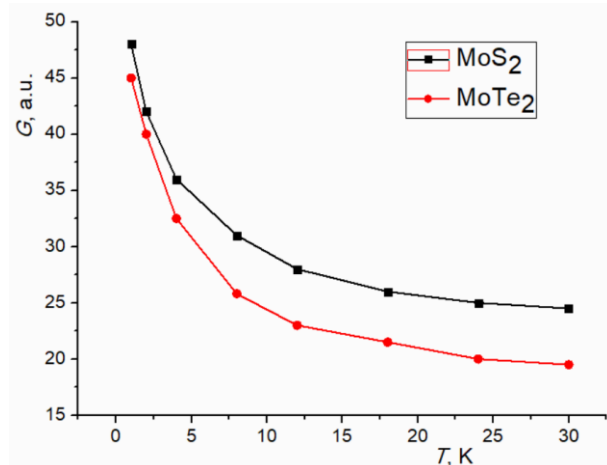


Fig. 2. The critical radius of an island of EHL vs the temperature. The pumping intensity is fixed.

The interaction between islands, which leads to the formation of spatial structures, occurs through the diffusion fields of free excitons, which are created by an external source and form islands. The optimal location of islands is determined from the kinetics of the exciton capture by islands, together with the calculation of the exciton density distribution around islands, taking into account the pumping and the boundary conditions. As a result of the interaction between electrons and holes, a lattice in the structure of the spatial distribution of islands can arise. According to the approach [8], the kinetic equation for the number of particles in an island was solved together with the exciton diffusion equation outside an island, taking into account the spatial distribution of the pumping.

Let us consider the case when the dichalcogenide layer is irradiated by a uniform pumping in the shape of an infinite strip, the width of which allows the formation of EHL islands along the strip line only. The most probable ranking is the equidistant arrangement of round islands [8] (inset in Fig. 3). At a fixed pumping intensity, the distance between adjacent islands in islands' chain was found to decrease with increasing the temperature as well (Fig. 3). This is due to the fact that at higher temperatures the sizes of EHL islands decrease significantly, therefore, at the same irradiation intensity, the formation of a larger number of the EHL islands in the chain is possible, the distance d between which can be shorter and is: $d = 110..185 \mu\text{m}$ for MoS_2 and $d = 90..155 \mu\text{m}$ for MoTe_2 .

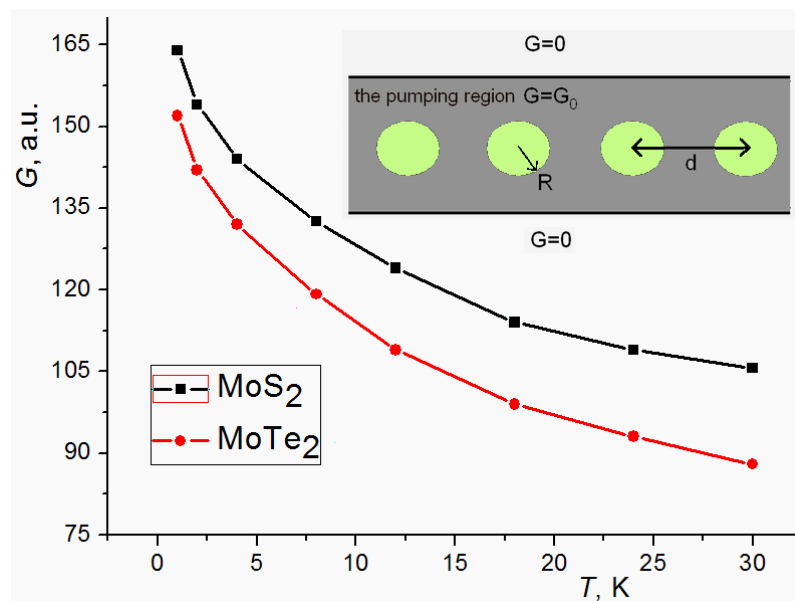


Fig. 3. The distance between adjacent islands of the EHL in a chain of islands vs the temperature under uniform irradiation in the shape of a thin infinite strip. Inset: placement of the EHL islands formed from a gas of excitons in the case of uniform strip-shaped irradiation of the TMD.

The ordered arrangement of islands of the EHL in the dichalcogenide layer is a phase separation (excitons vs EHL) in a heterosystem and is an example of the formation of a new type of macroscopic lattice in a 2D structure under nonequilibrium conditions.

1. Q. Ruishi et al. Nat. Commun. 14 (2023) 8264.
2. A. Hannan et al. Energy Technol. 10 (2022) 2200546.
3. P. Dey et al. Adv. Opt. Mater. 11 (2023) 2202567.
4. D. Tedeschi et al. Adv. Mater. 31 (2019) 1903795.
5. R.G. Mendes et al. ACS Nano 13 (2019) 978.
6. V.I. Sugakov. Phys. Rev. B 76 (2007) 115303.
7. A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov. Phys. Lett. A 384 (2020) 126185.
8. A.A. Chernyuk. Ukr. J. Phys. 70 (2025) 118.
9. L.V. Keldysh. Contemp. Phys. 27 (1986) 396.

**ВИСОКОГРАДІЄНТНЕ КІЛЬВАТЕРНЕ ПРИСКОРЮВАННЯ
ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У ПЛАЗМІ**

І. М. Оніщенко

*Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”,
Харків, Україна*

Плазма розглядається як середовище, що підтримує високоградієнтні електромагнітні хвилі, електричне поле яких сягає $E(\text{В/см}) = [n_r (\text{см}^{-3})]^{1/2}$, тобто в плазмі щільністю $n_r = 10^{18}(\text{см}^{-3})$ $E = 10^9 (\text{В/см})$. У запланованих до вводу в дію колайдерах, призначених для фізики високих енергій, темп прискорювання, обмежений електричним пробоем металевої структури, на 3 порядки менший (30 МеВ/м в ІІС (Японія); 100 МеВ/м в CLIC (ЦЕРН, ЕС).

Використання плазми як прискорювальної електродинамічної структури дає змогу радикально зменшити габарити та вартість майбутніх колайдерів, базованих на нових методах високоградієнтного прискорювання кільватерними полями, збуджуваними в плазмі пучковим (згусток з великим зарядом) або електромагнітним (потужний лазерний імпульс або високовольтний однополярний імпульс) драйвером.

Представлено основні результати теоретичних та експериментальних досліджень такого методу прискорювання заряджених частинок у плазмі, проведених у ННЦ ХФТІ та у світі. Обговорено стан робіт по цьому напрямку та деякі перспективи.

ВИСОКОЧАСТОТНІ ПОЛЯ У ЗАМАГНІЧЕНОМУ ПЛАЗМОВОМУ ЦИЛІНДРІ, ЗБУДЖУВАНОМУ АЗИМУТАЛЬНИМ ВЧ СТРУМОМ

М. А. Белошенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У багатьох наукових і технологічних застосуваннях для створення низькотемпературної плазми широко використовуються безелектродні індукційні розряди. Найбільш ефективними є розряди, які збуджуються у замагніченій плазмі циркулярно поляризованими плазмовими хвилями [1]. Розподіли хвильових електричних і магнітних полів у таких розрядах вивчалися у багатьох роботах в циліндричній геометрії [2]. Розглядається замагнічений плазмовий циліндр, що збуджується азимутальним ВЧ струмом. Циліндр обмежений з торців двома провідними стінками. Структура хвильових полів у такій плазмі раніше не розглядалася. Попередні результати такого розгляду викладено в представленій доповіді.

Досліджувана система складається з двох частин: плазмового циліндра та вакуумної області зовні циліндра. Граничні умови утворюються двома поперечними провідними стінками, які обмежують плазмовий циліндр по довжині. Система вміщена в повздовжнє магнітне поле і збуджується кільцевою антеною (зовні циліндра) з азимутальним струмом, який надалі враховується в умовах зшивки.

З рівнянь Максвелла (плазмова частина системи) у циліндричній системі координат після підстановки, що задовольняє граничні умови (та масштабування по радіусу), отримано систему з шести диференціальних рівнянь на комплексні амплітуди полів. Розв'язком цієї системи є диференціальне рівняння четвертого порядку з оператором Бесселя (та квадратом оператора) на комплексну амплітуду повздовжнього електричного поля у плазмі. У коефіцієнти при операторі та при повздовжній комплексній амплітуді електричного поля входять компоненти тензора діелектричної проникливості холодної плазми. У розглядуваному випадку однорідної плазми ці коефіцієнти є константами і не залежать від радіуса.

Розв'язком диференціального рівняння четвертого порядку з оператором та квадратом оператора на повздовжню комплексну амплітуду електричного поля є сума функцій Бесселя з множниками константами (1).

$$\begin{aligned} E_{1z} &= A_+ A_{PEZ}(r) + A_- A_{MEZ}(r) \\ A_{PEZ}(r) &= J_m(N^+ r) \\ A_{MEZ}(r) &= J_m(N^- r) \\ (N^\pm)^2 &= -\frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} - \beta} \\ \alpha &= \frac{\varepsilon_2^2 + (N_l^2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)}{\varepsilon_1} \\ \beta &= \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \left[(\varepsilon_1 - N_l^2)^2 - \varepsilon_2^2 \right] \\ N_l &= \frac{ck_l}{\omega} \end{aligned} \tag{1}$$

Тут позначено: E_{1z} – комплексна амплітуда повздовжнього електричного поля; A_+ , A_- – константи, які знаходяться із системи лінійних рівнянь, яка виникає з умов зшивки полів між плазмовою та вакуумною частинами системи; J_m , Y_m – функції Бесселя m -ого порядку; ε_1 , ε_2 , ε_3 – компоненти тензора діелектричної проникливості плазми. Індекс 1 відповідає плазмовій частині системи.

Далі послідовно, через підстановки, у зворотному напрямку зведення системи із шести диференціальних рівнянь до диференціального рівняння із квадратом оператора Бесселя та оператором Бесселя, отримуємо вирази для полів. Зокрема, для комплексної амплітуди азимутального магнітного поля цей вираз має вигляд (2).

$$\begin{aligned}
 B_0 &= A_+ A_{PBT}(r) + A_- A_{MBT}(r) \\
 A_{PBT}(r) &= \left[1 - \frac{(\varepsilon_1 - N_l^2) N_l^2}{V} \right] N^+ j_m(N^+ r) + \frac{\varepsilon_2 N_l^2}{V} \frac{m}{r} J_m(N^+ r) + \\
 &\quad + \frac{N_l}{V} (KN^{+2} + \Sigma \varepsilon_3) \left[(\varepsilon_1 - N_l^2) \frac{m}{r} J_m(N^+ r) + \varepsilon_2 N^+ j_m(N^+ r) \right] \\
 A_{MBT}(r) &= \left[1 - \frac{(\varepsilon_1 - N_l^2) N_l^2}{V} \right] N^- j_m(N^- r) + \frac{\varepsilon_2 N_l^2}{V} \frac{m}{r} J_m(N^- r) + \\
 &\quad + \frac{N_l}{V} (KN^{-2} + \Sigma \varepsilon_3) \left[(\varepsilon_1 - N_l^2) \frac{m}{r} J_m(N^- r) + \varepsilon_2 N^- j_m(N^- r) \right] \\
 K &= \frac{\varepsilon_2 N_l}{V} - \frac{\Sigma}{V} [V - N_l^2 (\varepsilon_1 - N_l^2)] \\
 \Sigma &= \frac{N_l^2 - \varepsilon_1}{N_l \varepsilon_2} \\
 V &= (N_l^2 - \varepsilon_1)^2 - \varepsilon_2^2,
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

де позначено: j_m , Y_m – похідні функцій Бесселя. Система з шести диференціальних рівнянь розв’язується для вакуумної частини системи. Константи A_+ , A_- знаходяться із системи лінійних рівнянь, яка впливає з умов зшивки полів на межах між плазмою та вакуумом.

Таким чином, задача із замагніченим плазмовим циліндром, що збуджується азимутальним ВЧ струмом, має аналітичний розв’язок. Плазмовий циліндр обмежено з торців провідними стінками.

1. M.A. Liberman, A.I. Lihtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley, 1994).
2. F.F. Chen. Helicon discharges and sources: a review. *Plasma Sources Sci. Technol.* 24 (2015) 014001.

WAKEFIELD GENERATION IN DIELECTRIC WAVEGUIDE WITH HOLLOW PLASMA CHANNEL

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

National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, Ukraine

Among the advanced acceleration concepts, it is possible to highlight four main schemes, namely, beam-driven plasma wakefield acceleration, laser-driven plasma wakefield acceleration, dielectric laser acceleration, and structure-based wakefield acceleration. The dielectric wakefield accelerating structures belong to the last one, and for the present time, significant progress in their research and development has been made.

Generation of wakefield in a plasma-dielectric accelerating structure has been studied both analytically and numerically. In these structures, the wakefield is excited by relativistic high-charge drive bunches. In its passage through the structure, the drive bunch excites the Cherenkov radiation, which, being reflected from the metal coating of the structure, forms the longitudinal field behind the drive bunch. In turn, this field can be used to accelerate the test bunch having a lower charge as opposed to that of the drive bunch. The delay time of the test bunch injection is matched so that in the passage through the charged particles transport channel (being generally vacuum), the test bunch could stay in the accelerating phase of the field as long as possible. The structure under study represents a dielectric-loaded cylindrical metal waveguide, which has a partially plasma-filled channel (hollow plasma channel) to transport charged particles, as shown in Fig. 1.

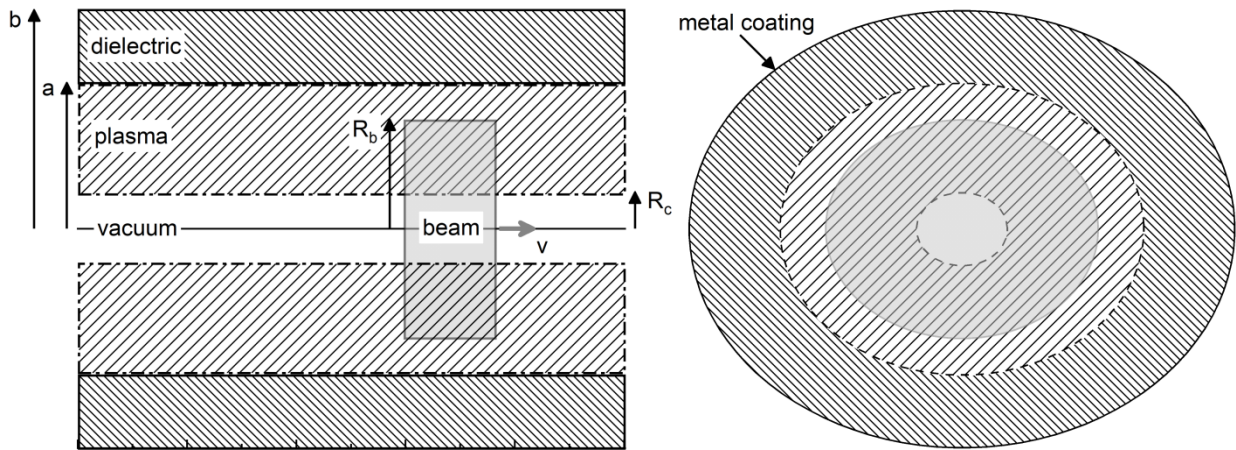


Fig. 1. Sectional views of the cylindrical plasma-dielectric waveguide. Metal coating, dielectric, plasma, and drive beam are shown schematically. On-axis drive bunch moves along the waveguide axis.

Assuming the linear regime of excitation, analytical expressions have been derived for the longitudinal and radial wakefields generated by a finite-size electron bunch [1]. The analytical expressions derived for the longitudinal and transverse components of the azimuthally homogeneous wakefield, excited by a single relativistic drive electron bunch, make it possible to analyze the amplitude profile distribution of these components, as well as to perform their mode and spectrum analyses. For numerical analysis, we have chosen the following parameters: inner dielectric radius of 500 μm , outer dielectric radius of 600 μm , vacuum channel radius of 200 μm , permittivity of dielectric of 3.75 (quartz), plasma density of $2.0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (plasma frequency of 127.3 GHz), energy of electron drive bunch of 5 GeV, charge of the drive bunch of 3.0 nC, length of the drive bunch of 250 μm , radius of the drive bunch of 450 μm .

An analysis of the dispersion of the dielectric waveguide with hollow plasma channel demonstrated the presence of two surface eigenwaves, which are absent in the corresponding dielectric-loaded waveguide without plasma filling.

In the process of excitation of the electromagnetic field by the drive bunch and acceleration of the test bunch in this field, longitudinal and transverse wakefields act on their particles. The structure and amplitude of these fields determine the spatial and temporal dynamics of these bunches, and, in particular, the dynamics of energy loss by the driver bunch and the dynamics of energy gain by the test bunch. Axial profiles of wakefield component amplitudes have been studied, and their mode and spectrum analyses have been performed. Fig. 2 shows the longitudinal distributions of the axial E_z and radial wakefields $W_r = E_r - \beta H_\varphi$ calculated in the vacuum and plasma regions.

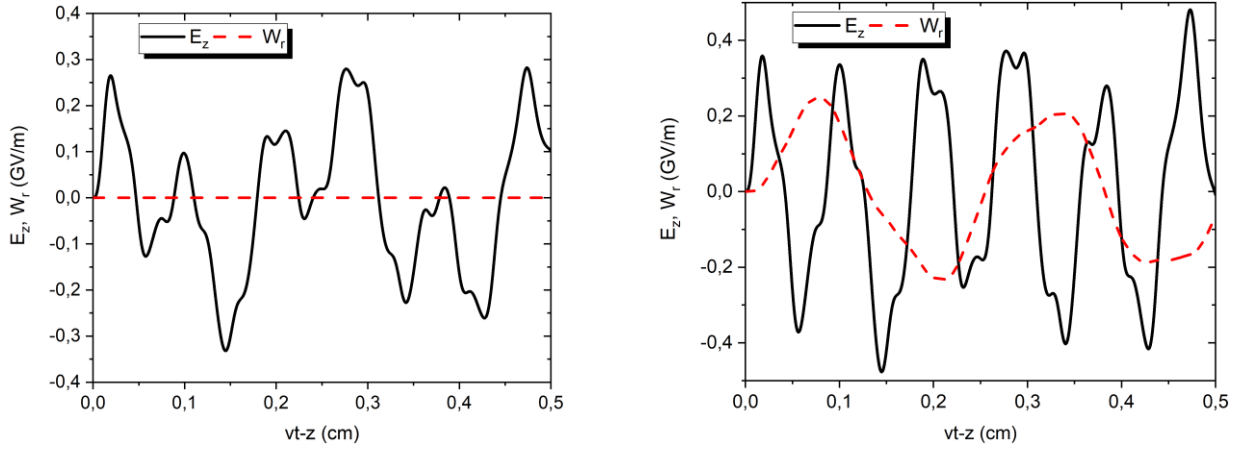


Fig. 2. Longitudinal distributions of axial E_z and radial W_r fields, both excited by the drive electron bunch in vacuum (*left*) and in plasma (*right*), at radial distances of 100 μm and 350 μm , respectively. The drive bunch propagates from right to left along the waveguide axis with constant velocity. The position of the drive bunch head corresponds to $vt - z = 0$.

It has been demonstrated that in the vacuum region, the transverse wakefield is almost absent (for high bunch energies), whereas in the plasma region, the transverse wakefield is nonzero and can serve as focusing for the electron and positron test bunches. We have also performed the Fourier analysis of the spectrum for longitudinal and transverse wakefields excited in the plasma region. The results of the analysis are presented in Fig. 3.

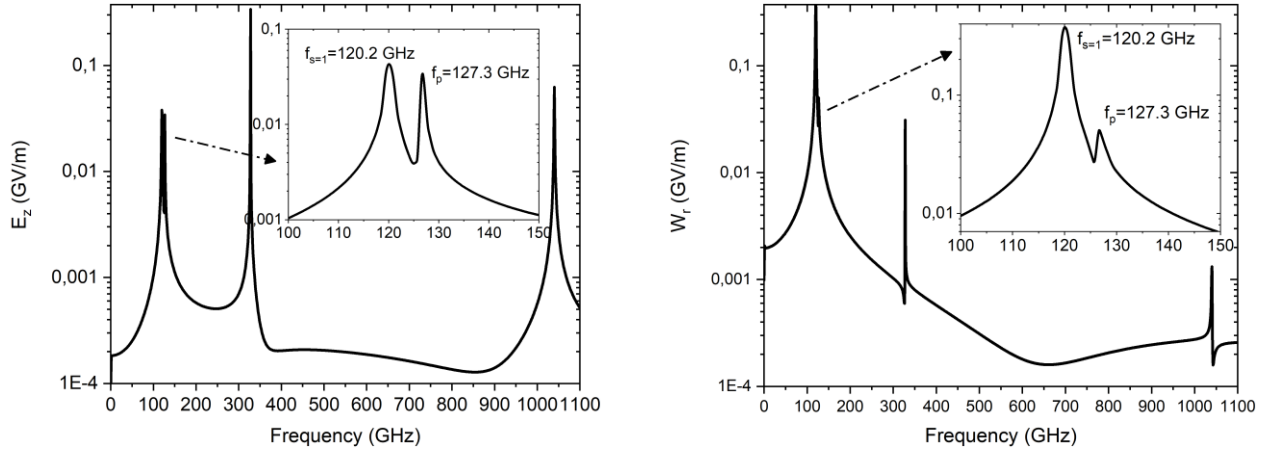


Fig. 3. Spectra of axial E_z (*left*) and radial W_r (*right*) wakefields excited in the plasma region at radial distance of 350 μm .

Fourier analysis of a transverse wakefield demonstrated that the main contribution to its amplitude belongs to a backward plasma surface eigenwave (120.2 GHz). It should be noted, the electron bunch-driven wakefield excitation has been PIC-simulated numerically for the quasi-linear regime. The comparative analysis of the data resulting from analytical studies and the data obtained by numerical simulation has demonstrated qualitative agreement between the results.

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 et al. Nucl. Instrum. Methods A 1061 (2024) 169156.

ПРО ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ КЛАСТЕРІВ У ДОМІШКАХ МАТЕРІАЛУ ЕЛЕКТРОДІВ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ

В. В. Гладковський¹, В. Г. Панченко², П. В. Порицький², О. А. Федорович², Л. М. Свята²

¹ Національна академія наук України, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Імпульсні електричні розряди широко використовуються в електророзрядних технологічних процесах в енергетиці, металургії, нафтогазовій галузі та суднобудуванні [1 - 5]. Крім того, інтерес до вивчення таких розрядів зростає завдяки розвитку нових технологій, пов'язаних з переробкою відходів, очищенням води та новими напрямками водневої енергетики [3 - 5].

Плазма розрядів у воді є багатокомпонентним середовищем, що містить не лише розчинені речовини, але й матеріал електродів та провідників, через які підводиться струм до плазми або які використовуються для ініціювання розрядів. Наявність домішок є чинником зміни властивостей воднево-кисневої плазми, що спричиняє зміни у розподілі струму та енерговиділенні в розрядних каналах, а також впливає на формування структури і динаміку розвитку розрядного каналу [5, 6].

У багатокомпонентному плазмовому середовищі через велику кількість різнотипових міжчастинкових взаємодій та процесів перенесення перебіг процесів значно ускладнюється. Властивості плазми з домішками матеріалів електродів суттєво залежать від її складу [6 - 8]. У даній роботі досліджується вплив наявності кластерів (макрочастинок) у домішках матеріалу електродів на властивості плазми розрядів у воді.

Розглянемо щільну плазму, яка знаходиться в стані локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) [9]. Внаслідок високих концентрацій нейтралів і електронів процеси зіткнень у такій плазмі значно більш впливові, ніж процеси перенесення частинок та радіаційні процеси в локальному об'ємі. Для багатокомпонентної низькотемпературної плазми, в якій підтримується ЛТР, компонентний склад можна вирахувати, виходячи із закону діючих мас, що також відображає реакційні процеси. Зокрема, концентрація електронів у даній точці розряду зв'язана з концентраціями іонів та нейтральних частинок рівнянням Сага. Визначення складу плазми дає змогу розрахувати транспортні властивості плазми. Склад плазми внаслідок процесів асоціації атомів за реакцією $C + Cn = C(n + 1)$ доповнюється частинками, розміри яких перевищують розміри молекул і радикалів пароводяного середовища. Серед таких утворень можливі як прості кластери, так і складні, зокрема фулерени з металевими вкрапленнями. Відповідно, кластери мають більший переріз розсіяння для низько-енергетичних електронів, що спричиняє зміну інтегральних характеристик міжчастинкових взаємодій у плазмі. Розрахунки властивостей плазми виконано із використанням методу Греда [10, 11].

Результати розрахунків для пароводяної плазми із наявністю кластерів у домішках наведено на рис. 1 і 2. Врахування наявності кластерів ($n = 2 \div 36$) дає зменшення електропровідності плазми. Отже, наявність у багатокомпонентній плазмі розрядів кластерів може являти собою чинник зменшення електропровідності.

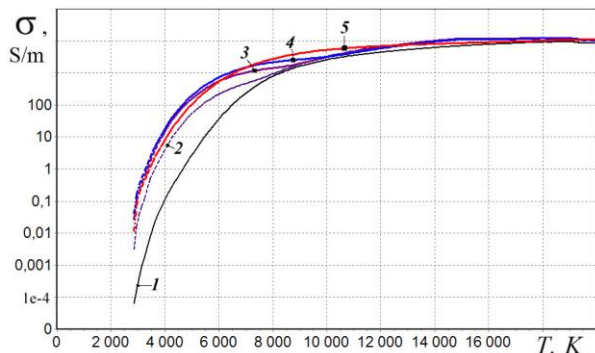


Рис. 1. Електропровідність плазми пароводяної суміші із вмістом заліза та вуглецю зі сталим молярним співвідношенням (тиск $p = 10$ бар). 1 - чиста водяна пара; 2 - $H_2O-Fe-C$ (99,9:0,5:0,5); 3 - $H_2O-Fe-C$ (95:2,5:2,5); 4 - $H_2O-Fe-C$ (90:5:5); 5 - $H_2O-Fe-C$ (70:20:10).

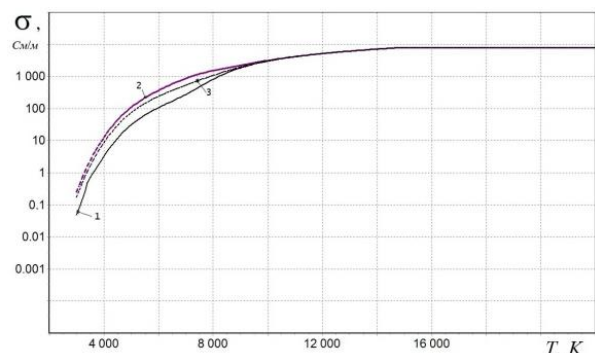


Рис. 2. Електропровідність плазми пароводяної суміші із вмістом вольфраму зі сталим молярним співвідношенням (тиск $p = 10$ бар). 1 - чиста водяна пара, 2 - $H_2O:W$ (90:10); 3 - $H_2O:W$ (90:10).

Вплив домішок на властивості плазми імпульсних розрядів у воді експериментально досліджено ініціюванням електричного вибуху металевго провідника при пропусканні через нього імпульсного струму високої густини [12]. Питома електропровідність щільної плазми електричного розряду у воді визначалася на основі часових змін опору плазми та радіуса розрядного каналу. Для розрахунку електропровідності використовувалося усереднення декількох вимірювань опору та радіуса каналу. Результати розрахунків усередненої за об'ємом питомої електропровідності плазмових каналів залежно від часу тривалості розряду наведено на рис. 3 і 4 за певних напруг U та діаметрах провідника d . Можна бачити, що максимальне значення електропровідності спостерігається в першому напівперіоді розряду, коли відбувається інтенсивне введення енергії в канал і нагрівання плазми до температур $T = 10 \div 50 \cdot 10^3$ К. З плином часу електропровідність плазми зменшується, що корелює з характером поведінки яскравісної температури з часом.

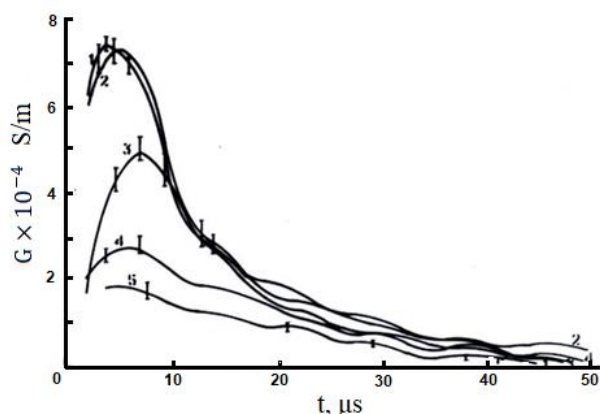


Рис. 3. Електропровідність плазми імпульсного розряду у воді залежно від часу для вольфрамового провідника ($U = 20$ кВ, $l = 40$ мм, $L = 0,43$ мкГн). 1 - W ($d = 20$ мкм); 2 - W ($d = 75$ мкм); 3 - W ($d = 160$ мкм); 4 - W ($d = 300$ мкм); 5 - W ($d = 500$ мкм).

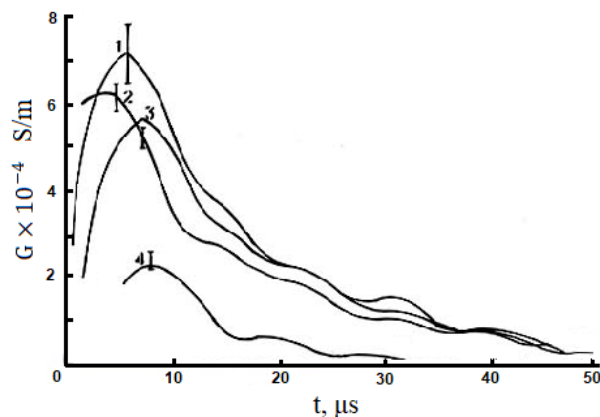


Рис. 4. Електропровідність плазми імпульсного розряду у воді в залежності від часу та матеріалу провідника ($U = 37$ кВ, $l = 40$ мм, $L = 0,43$ мкГн). 1 - W ($d = 160$ мкм); 2 - Fe ($d = 160$ мкм); 3 - Cu ($d = 180$ мкм); 4 - C ($d = 180$ мкм).

З представлених результатів (див. рис. 1 - 4) видно, що збільшення концентрації певних домішок (вольфрам або вуглець) у плазмі розрядного каналу призводить до суттєвого зменшення величини електропровідності. Отже наявність кластерів у плазмі розрядів у воді може бути суттєвим чинником впливу на властивості плазми.

1. P. Šunka. Phys. Plasmas 8 (2001) 2587.
2. B.R. Locke, S.M. Thagard. Plasma Chem. Plasma Process. 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. P.V. Porytskyy, P.D. Starchyk. Ukr. J. Phys. 8 (2016) 709.
7. V.V. Hladkovskyi et al. Nucl. Phys. At. Energy. 25 (2024) 372.
8. V.V. Hladkovskyi et al. Probl. At. Sci. & Technol. Ser. Plasma Phys. 155 (2025) 103.
9. J.L. Shohet et al. Plasma Science and Engineering. Encyclopedia of Physical Science and Technology (NY: Academic Press, 2001) p. 401.
10. H. Grad. Comm. Pure Appl. Math. 2 (1949) 331
11. P. Porytsky et al. Phys. Plasmas 20 (2013) 023504.
12. O.A. Fedorovich et al. Nucl. Phys. At. Energy. 24 (2023) 351.

ТОРОЇДАЛЬНІ АЛЬВЕНОВІ ВЛАСНІ МОДИ, ЩО ПОШИРЮЮТЬСЯ ПРОТИ НАПРЯМКУ СТРУМУ В ТОКАМАКАХ

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дестабілізація альвенових і швидких магнітозвукових мод може призводити до закруту просторової структури цих мод, що може бути корисним для діагностики плазми [1]. Одним із чинників, які визначають характер закруту, є напрямок обертання моди – вздовж чи проти струму [2].

У цій роботі проаналізовано механізми дестабілізації тороїдальних альвенових власних мод (ТАЕ) в токамаках з метою виділити ті з них, які можуть приводити до збудження мод, що поширюються проти напрямку струму (контр-ТАЕ). Розглянуто як плазми із джерелами швидких йонів (інжекція нейтральних атомів, нагрівання на йонно-циклотронному резонансі, термоядерні реакції) та без них (омічні розряди). Зокрема розглянуто розряд #205072 у сферичному токамаку NSTX-U з незбалансованою інжекцією нейтральних атомів [3], в якому спостерігалися контр-ТАЕ. Числовим моделюванням двома незалежними кодами було знайдено ТАЕ-моди із модовими числами $n = 1$, $m = 2/3$, частоти яких відповідають спостереженням. Зроблено висновок, що моди збуджувалися завдяки анізотропії розподілу інжекттованих йонів за швидкостями, бо їхній радіальний розподіл був плоским у центральній області плазми, де локалізовані знайдені моди. Збудження/згасання знайдених мод вивчалось залежно від параметра r_a – радіуса плоскої частини радіального розподілу швидких йонів (рис. 1). Знайдено, що моди можуть збуджуватись як контр-ТАЕ при $r_a > 0,35$, що сумісно з експериментальними даними. Інкремент збудження/згасання знайдених мод при такому радіальному розподілі інжекттованих йонів залежно від їхнього пітч-кута χ_0 показано на рис. 2. Видно, що моди можуть збуджуватись і як контр-, і як ко-ТАЕ.

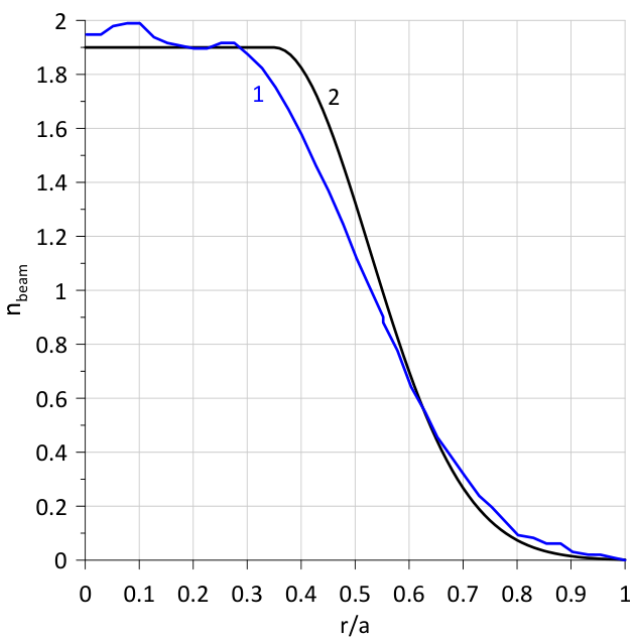


Рис. 1. Радіальний профіль концентрації інжекттованих швидких йонів у розряді #205072 на NSTX-U: 1 - експериментальні дані з роботи [2]; 2 - згладжений профіль, що використовувався нами для моделювання.

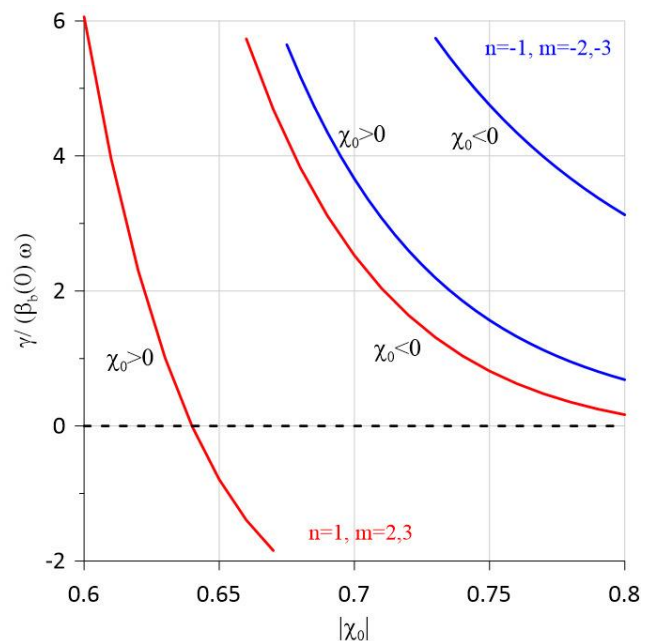


Рис. 2. Інкременти нестійкості для знайдених альвенових мод із модовими числами $n = 1$, $m = 2/3$ залежно від пітч-кута швидких йонів χ та напрямку розповсюдження моди (показано кольором).

Робота частково підтримана грантом U.S. Department of Energy № DE-FG02-06ER54867 через партнерський проект P786/UCI Subaward #2022-1701 Університету Каліфорнії (Ірвайн), Українського науково-технічного центру та Інституту ядерних досліджень НАН України.

1. W.W. Heidbrink et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 066020.
2. Ya.I. Kolesnichenko et al. Phys. Plasmas 31 (2024) 112509.
3. M. Podestá et al. Nucl. Fusion 58 (2018) 082023.

ДРЕЙФОВО-АЛЬВЕНОВІ ТА ДРЕЙФОВО-ЗВУКОВІ КОЛИВАННЯ У СТЕЛАТОРНІЙ ПЛАЗМІ

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У роботі представлено рівняння для низькочастотних власних мод у стелаторах, в яких враховано стисливість та діамagnetизм плазми, а також внесок швидких йонів. За допомогою цих рівнянь можна вивчати коливання в діапазоні дрейфових частот. За допомогою розробленого числового коду, який розв'язує простий варіант цих рівнянь, показано, що глобальна геодезична акустична мода зникає, коли відношення тиску плазми до тиску магнітного поля стає достатньо малим. Використана в цій роботі модель приводить до аперіодичних нестійкостей на градієнті температури йонів, одна з яких дрейфово-альвенового, а інша – дрейфово-звукового типу. Альвенова нестійкість легше збуджується у плазмах із $T_i/T_e < 1$. На прикладі розрядів зі стелатора W-7X [1] та токамака TFTR [2] (рис. 1 і 2) показано, що знайдений у цій роботі поріг нестійкості був перевищений у W-7X, що супроводжувалося та ймовірно призвело до турбулентності і як наслідок поганого утримання енергії, але не в розряді TFTR, де утримання в центральній області плазми було дуже добрим, завдяки чому була досягнута рекордна температура йонів 36 кеВ.

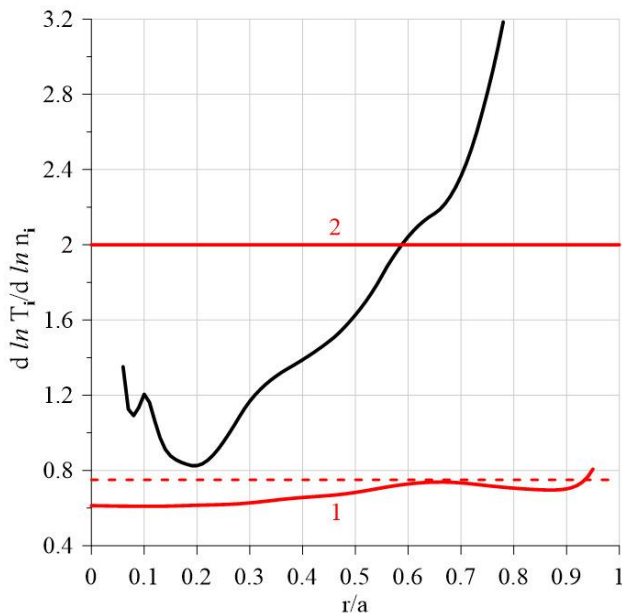


Рис. 1. Радіальний профіль $\eta_i = d \ln T_i / d \ln n_i$ (чорна лінія) та порогові нестійкості (лінія 1: $\eta_i = 0,75 T_i/T_e$; лінія 2: $\eta_i = 2$; штрихована лінія: $\eta_i = 0,75$) у розряді на W-7X, показаному на рис. 2 з [1]. Область дрейфової нестійкості займає весь об'єм плазми.

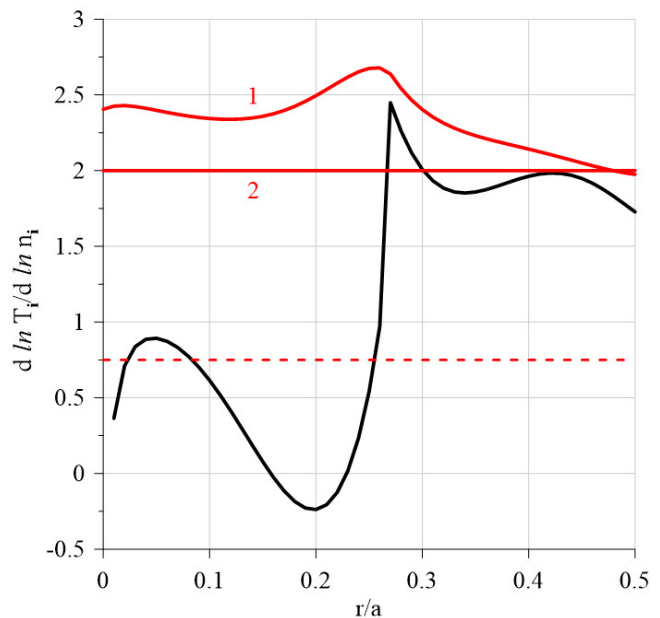


Рис. 2. Те ж саме, що на рис. 1, але для розряду “supershot” на TFTR (рис. 3 з [2]); параметри плазми у цьому розряді надійно відомі лише у центральній області ($r/a < 0,27$).

Робота виконана в рамках консорціуму EUROfusion.

1. C.D. Beidler et al. Nature 596 (2021) 221.
2. D.K. Mansfield et al. Phys. Plasmas 2 (1995) 4252.

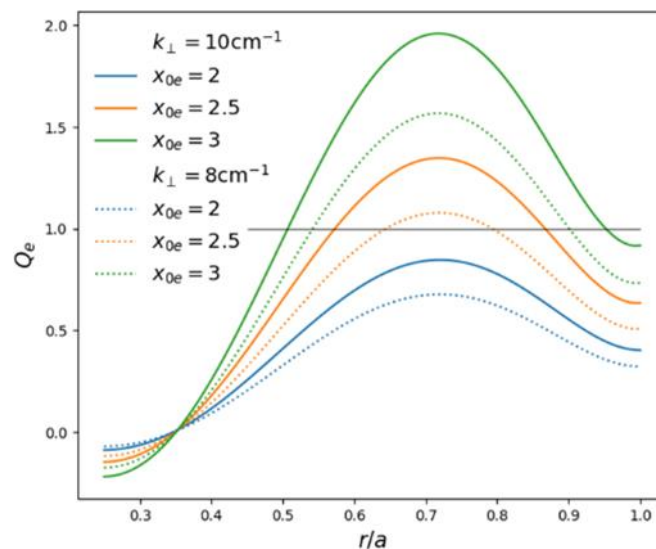
ЙОННІ ЦИКЛОТРОННІ КОЛИВАННЯ В ОМІЧНИХ РОЗРЯДАХ ТОКАМАКІВ

Я. І. Колесниченко¹, В. В. Луценко¹, А. В. Тихий¹, Н. А. Крокер²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Університет Каліфорнії, Лос Анджелес, США

Йонне циклотронне випромінювання (ЙЦВ), викликане інжекцією пучків нейтральних атомів, йонним циклотронним резонансним нагріванням та реакціями термоядерного синтезу, спостерігалось в багатьох тороїдальних термоядерних пристроях та добре вивчено теоретично. Набагато менше уваги приділялося ЙЦВ в омічних розрядах токамаків. Хоча саме в таких розрядах, ще у 1980-х роках [1], уперше спостерігалось ЙЦВ, на даний момент відсутня єдина точка зору стосовно природи ЙЦВ у плазмі без джерел швидких йонів. Цей факт стимулював наші дослідження, спрямовані на вивчення фізичних процесів, відповідальних за збудження хвиль з частотами, близькими до гармонік йонної гірчастоти в омічних розрядах. Зокрема, у нещодавній роботі [2] відкрито новий механізм збудження циклотронних коливань у плазмі з максвелівським розподілом по швидкостях. А саме, було показано, що градієнт температури надтеплових частинок, як йонів, так і електронів, може значно підсилити дестабілізуючий вплив неоднорідності плазми на циклотронні коливання. Проте питання відповідності експерименту розвинутої теорії лишалося відкритим. У цій роботі застосовано критерій нестійкості, отриманий у [2], до конкретних експериментів на сферичному токамаку MAST-U [3]. Знайдено, що зазначений критерій задовольняється при $r/a \sim 0,7$ на зовнішньому обводі тору, тобто в області плазми де знаходиться джерело ЙЦВ (рисунок). Крім того, вивчено інший механізм, дестабілізуючий йонні циклотронні хвилі – наявність електричного струму в плазмі токамаків.



Відношення величини збудження до величини згасання електронів, Q_e , як функція радіуса для $l = 1$ і різних $x_0, k_{\perp}$ в омічному розряді #46645. Тут $x_{0e} = \omega / (k_{\parallel} v_{Te})$. Ми спостерігаємо, що значення $Q_e(r/a)$ максимальне і перевищує одиницю в околі $r/a \sim 0,75$, де ймовірно знаходиться джерело ЙЦВ. Йонна функція $Q_i(r/a)$ подібна до електронної, але її величина є трохи меншою.

Робота підтримана грантом департаменту енергетики США № DE-FG02-06ER54867 через Партнерську угоду P786/UCI між Університетом Каліфорнії, Ірвайн, Науково-технологічним Центром в Україні та Інститутом ядерних досліджень.

Матеріали роботи доповідалися на конференції з енергійних частинок (ТМЕР-2025), м. Севілья, Іспанія (березень 2025 р.)

1. W.H.M. Clark. Measurement of emission in the ion cyclotron frequency range for Ohmic and ICRH discharges in TFR. In: Proceedings of Fourth International Symposium on Heating in Toroidal Plasma. H. Knoepfel, E. Sindoni (Eds.) Vol. 1. Rome, March 1984, p. 385.
2. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A.V. Tykhyy. Phys. Plasmas 31 (2024) 042107.
3. N.A. Crocker et al. New experimental measurements of core ion cyclotron emission via Doppler backscattering in MAST-U Ohmic plasmas. In: 30th ITPA Topical Group meeting on Energetic Particle Physics. Abingdon, UK, Culham Centre for Fusion Energy, 23 - 24 October 2023.

NONLINEAR DYNAMICS OF THE DAMPED ION CYCLOTRON WAVES DRIVEN BY THE UNSTABLE DRIFT WAVE

V. S. Marchenko, S. N. Reznik

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

In the present work, we study the nonlinear dynamics of the wave triplet with frequencies $\omega_n \approx -n\omega_{ci}$, $n = (-1, 0, 1)$, where ω_{ci} is the ion cyclotron frequency. The analysis is carried out in the framework of a simplified version of the so-called “cyclokinetics” described in [1]. Growth rate of the $n = 0$ drift wave $\gamma_0 > 0$ and damping rates of the $n = \pm 1$ cyclotron waves $\gamma_{\pm 1} < 0$ are considered as free parameters. The system of coupled nonlinear equations for the amplitudes of the triplet companions and their phase mismatch has a fixed point solution (Fig. 1), i.e., the power is transferred from the unstable drift wave to the damped cyclotron companions.

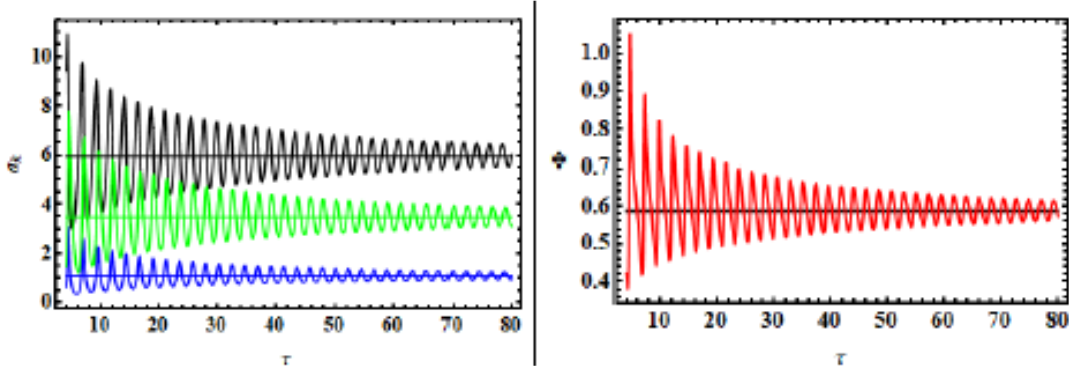


Fig. 1. An example of the fixed-point solution for the normalized parameters $\Delta = \delta/\gamma_0 = 8.66$, with δ the frequency mismatch, $v_3 = |\gamma_{-1}|/\gamma_0 = 2$, $v_2 = |\gamma_1|/\gamma_0 = 12$. Shown in the left plot are amplitudes a_n with $n = 0$ (black), $n = -1$ (green), and $n = 1$ (blue). The right plot is the phase mismatch Φ , $\tau = \gamma_0 t$.

Under physically relevant conditions $|\gamma_1| \gg |\gamma_{-1}|$ [2], the fixed-point solution shown in Fig. 1 becomes unstable. Shown by the bold line in Fig. 2 is the boundary between stable fixed points and stable limit cycles on the (Δ, v_2) plane, for $v_3 = |\gamma_{-1}|/\gamma_0 = 2$.

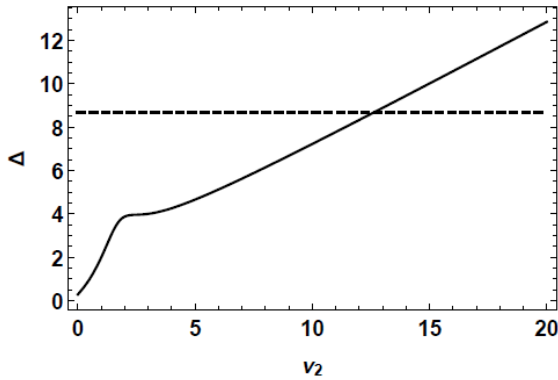


Fig. 2. Critical curve $\Delta_{cr}(v_2, v_3=2)$ (bold line). Fixed points are stable for $\Delta > \Delta_{cr}$. The dashed line is $\Delta = \delta/\gamma_0 = 8.66$. Hopf bifurcation occurs at $v_{2cr} = 12.6$.

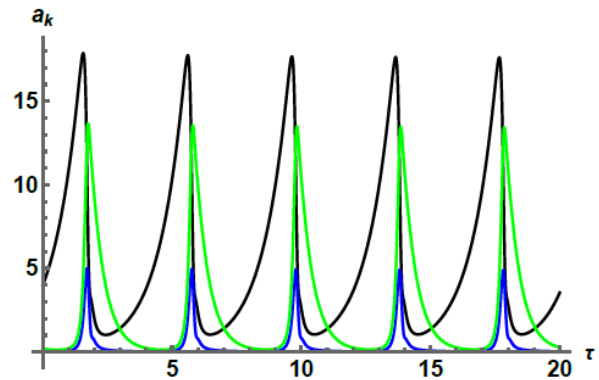


Fig. 3. An example of the stable limit cycle for $\Delta = \delta/\gamma_0 = 8.66$, $v_3 = |\gamma_{-1}|/\gamma_0 = 2$, $v_2 = |\gamma_1|/\gamma_0 = 20$. The color code is the same as in the left plot of Fig. 1.

An example of the stable limit cycle is shown in Fig. 3 for $v_2 = 20$. Cyclotron companions exhibit well separated pulses of their amplitudes, which are accompanied by sudden jumps of the phase mismatch, the latter is mainly responsible for the high incoherency of the signals on the synthetic spectrograms shown in Fig. 4. Note that the peak power of the signal with $\omega \approx -\omega_{ci}$ is an order of magnitude lower than that with $\omega \approx \omega_{ci}$, as shown in Fig. 5.

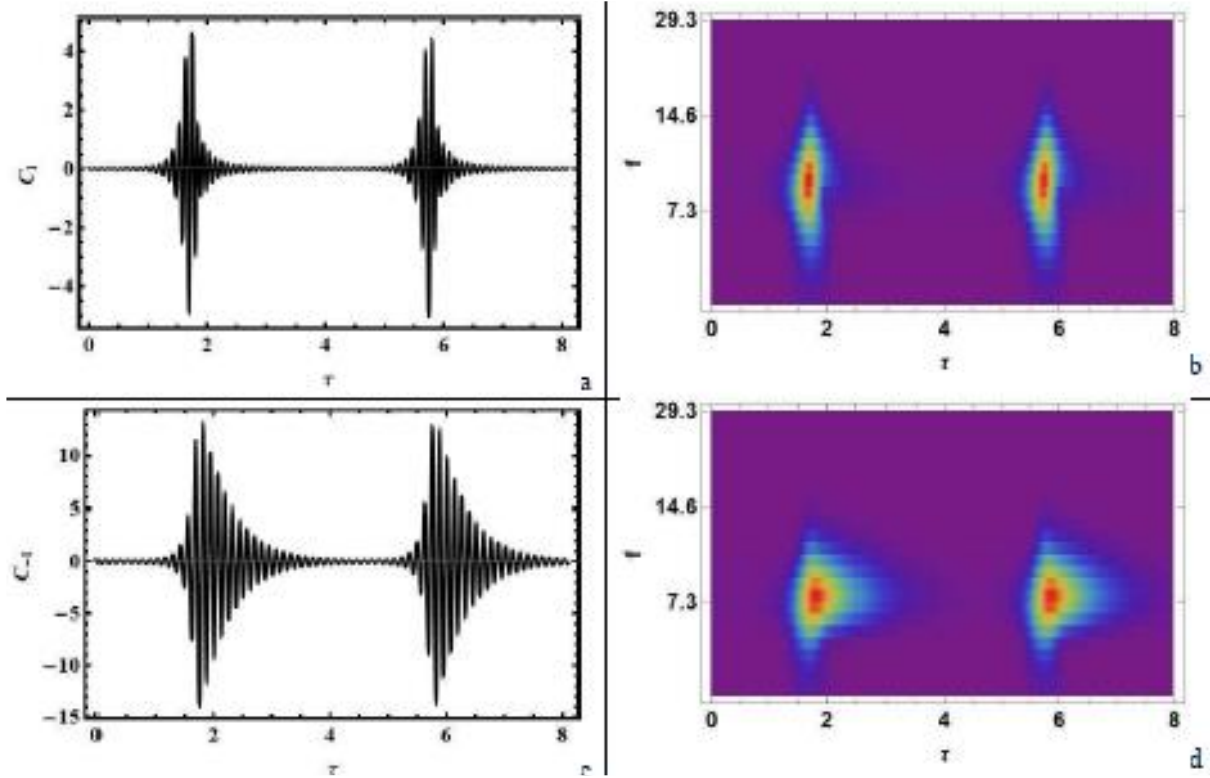


Fig. 4. Real parts of the normalized potentials $C_n = \text{Re} \varphi_n(\tau)$ with $n = \pm 1$ (a, c) and corresponding scalograms of the full signals φ_n (b, d), for the limit cycle shown in Fig. 3. Here and in Fig. 5 $f = |\omega_n|/2\pi$.

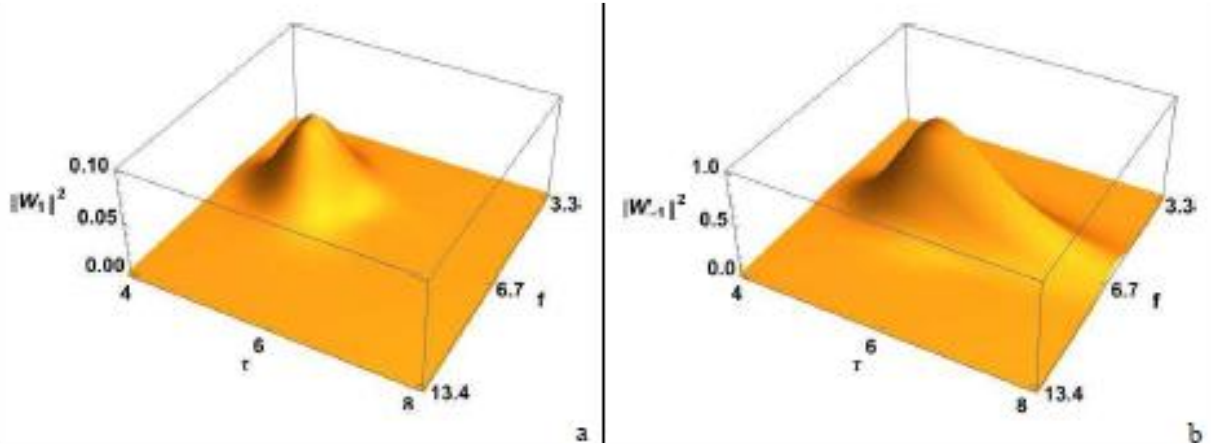


Fig. 5. Power spectrum $|\tilde{n}_e(f, \tau)|^2$ (normalized to 1 for $n = -1$) for the separate burst shown in Fig. 3.

Note that $|W_1/W_{-1}|^2 \approx \gamma_{-1}/\gamma_1 = 0.1$.

In summary, the low-frequency unstable drift wave can excite a pair of high-frequency damped ion cyclotron waves with $\omega \approx \pm \omega_{ci}$. Due to huge damping of the companion with $\omega \approx -\omega_{ci}$, the nonlinear dynamics of the triplet exhibit stable limit cycles with well-separated bursts of amplitudes, accompanied by the sudden jumps of the phase mismatch between companions. All these features are broadly consistent with observations of the ‘ion cyclotron emission’ in the Ohmic shots at the MAST-U spherical torus [3].

1. R.E. Waltz, Z. Deng. Phys. Plasmas 20 (2016) 012507.
2. M. Raeth, K. Hallatschek. arXiv:2310.1598v1 (2023).
3. N.A. Crocker et al. New experimental measurements of core ion cyclotron emission via Doppler backscattering in MAST-U Ohmic plasmas. In: 30th ITPA Topical Group meeting on Energetic Particle Physics. Abingdon, UK, Culham Centre for Fusion Energy, 23 - 24 October 2023.

ЧИСЛОВИЙ АНАЛІЗ БІФУРКАЦІЙ У ТРИХВИЛЬОВІЙ ДИСИПАТИВНІЙ СИСТЕМІ ЗВ'ЯЗАНИХ МОД

С. М. Резник

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Розглянуто особливості динаміки резонансної взаємодії трьох хвиль, одна з яких лінійно нестійка, а дві інші хвилі лінійно стійкі. У наближенні слабкої взаємодії хвиль система диференціальних рівнянь для комплексних амплітуд C має вигляд [1 - 8]

$$\frac{dC_1}{dt} = \gamma_1 C_1 + M_1 C_2 C_3 e^{-i\delta t}, \quad \frac{dC_2}{dt} = -\gamma_2 C_2 - M_2 C_1 C_3^* e^{i\delta t}, \quad \frac{dC_3}{dt} = -\gamma_3 C_3 - M_3 C_1 C_2^* e^{i\delta t}, \quad (1)$$

де t - час, i - уявна одиниця, коефіцієнти $\gamma_k, M_k, k=1,2,3$ додатні, $\delta = \omega_1 - \omega_2 - \omega_3 \neq 0$ - розлад частот хвиль, C_k^* - величини, комплексно спряжені до C_k . Через лінійні перетворення [2 - 5] рівняння (1) зводяться до чотирьох автономних диференціальних рівнянь з дійсними для амплітуд хвиль a_1, a_2, a_3 та узагальненої фази $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 - \Phi_3$ [1 - 3, 6]

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{d\tau} &= a_1 + a_2 a_3 \cos \Phi, & \frac{da_2}{d\tau} &= -v_2 a_2 - a_1 a_3 \cos \Phi, \\ \frac{da_3}{d\tau} &= -v_3 a_3 - a_1 a_2 \cos \Phi, & \frac{d\Phi}{d\tau} &= \Delta + \left(\frac{a_2 a_3}{a_1} - \frac{a_1 a_3}{a_2} - \frac{a_1 a_2}{a_3} \right) \sin \Phi, \end{aligned} \quad (2)$$

де введено наступні безрозмірні змінні $\tau = \gamma_1 t$, $v_2 = \gamma_2 / \gamma_1$, $v_3 = \gamma_3 / \gamma_1$, $\Delta = \delta / \gamma_1$.

Якщо ж загасання симетричне, $v_3 = v_2$ і початкові умови для a_2 та a_3 однакові, то поклавши $a_2(t) = a_3(t)$, систему (2) можна замінити на більш просту трьох автономних диференціальних рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{d\tau} &= a_1 + a_2^2 \cos \Phi, \\ \frac{da_2}{d\tau} &= -v_2 a_2 - a_1 a_2 \cos \Phi, & \frac{d\Phi}{d\tau} &= \Delta + \left(\frac{a_2^2}{a_1} - 2a_1 \right) \sin \Phi, \end{aligned} \quad (3)$$

з двома параметрами v_2 та Δ .

Властивості поведінки розв'язків рівнянь (3) детально вивчалися в роботах [1 - 8]. Як показано в [1, 2], якщо $\Delta < \Delta_{\min} = 3,73$, то в діапазоні $0 < v_2 < v_{cr}(\Delta)$ амплітуди хвиль експоненційно зростають. Функція $v_{cr}(\Delta)$ монотонно зростає при зменшенні Δ [4]: $v_{cr}(\Delta_{\min}) \approx 2,2$, $v_{cr}(2) \approx 3$, $v_{cr}(1) \approx 3,7$, $v_{cr}(0,5) \approx 4,4$. При $v_2 \geq v_{cr}(\Delta)$ спочатку виникають граничні цикли, далі існують квазіперіодичні та хаотичні траєкторії. Біфуркаційні діаграми для максимальних значень амплітуди $a_3(t)$ у випадку симетричного загасання при різних Δ показано на рис. 1. Розрахунки біфуркаційних діаграм виконано в пакеті Mathematica 11 [9] за допомогою програми, наведеної в роботі [10].

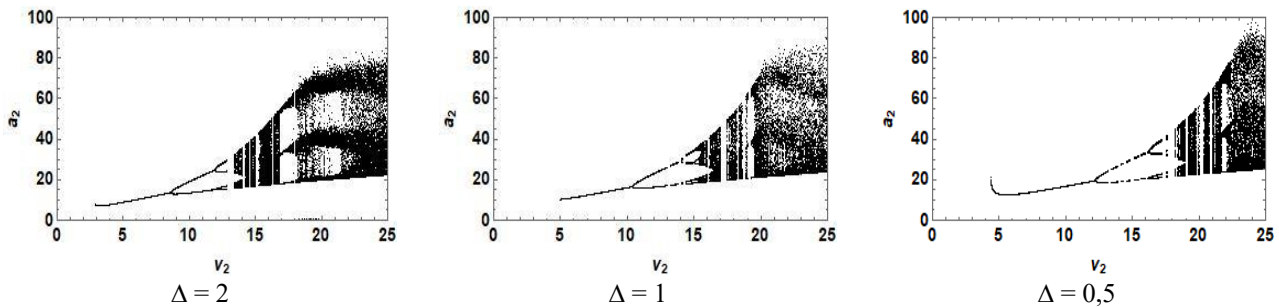


Рис. 1. Біфуркаційні діаграми $\max a_3(v_2)$ для випадку симетричного загасання хвиль, $v_3 = v_2$, при різних значеннях розладу частот Δ .

Зовсім інший якісний характер біфуркаційних діаграм буде у випадку, несиметричного загасання хвиль $v_3 \neq v_2$, якщо одне із загасань невелике. На рис. 2 наведено біфуркаційні діаграми для максимальних значень $\max a_3(v_2)$ при фіксованому $v_3 = 3$ для різних v_2 для тих самих значеннях Δ , що й на рис. 1.

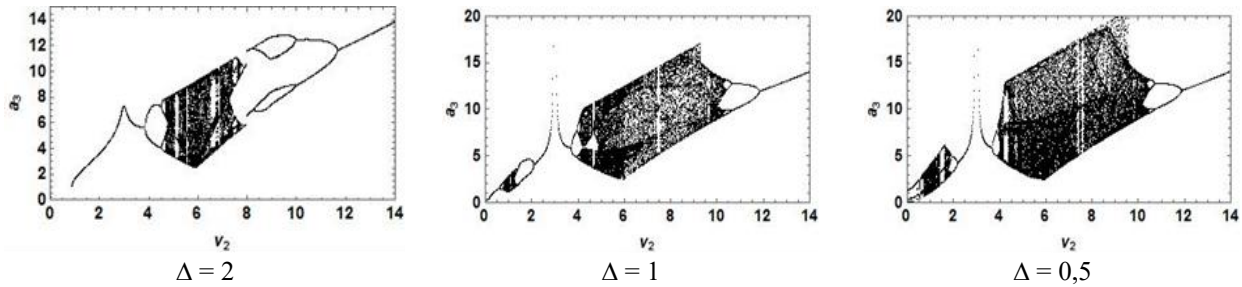


Рис. 2. Біфуркаційні діаграми $\max a_3(v_2)$ для $v_3 = 3$ при різних значеннях розладу частоти Δ .

З рис. 2 видно, що якщо $\Delta = 2$, то при $0 < v_2 < 0,895$ матимемо стійкі стаціонарні розв'язки $a_{3s} \approx \sqrt{v_2}$. У діапазоні $0,895 < v_2 < 3,84$ реалізуються граничні цикли. Квазіперіодичні та хаотичні траєкторії спостерігаються при $4,9 < v_2 < 7$, а при $8 < v_2 < 12$ виникають зворотні біфуркації граничних циклів $4 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

Якщо $\Delta = 1$, то при $0 < v_2 < 0,19$ матимемо стійкі стаціонарні розв'язки $a_{3s} \approx \sqrt{v_2}$, а в діапазоні $0,19 < v_2 < 0,8$ – граничні цикли. Квазіперіодичні та хаотичні траєкторії спостерігаються при $0,8 < v_2 < 1,25$, а при $1,25 < v_2 < 2,03$ – зворотні біфуркації. При $2,03 < v_2 < 3$ існує граничний цикл, амплітуда якого прямує до нескінченності, якщо $v_2 \rightarrow 3_{-0}$. При $3_{+0} < v_2 < 3,7$ існує граничний цикл, амплітуда якого при збільшенні v_2 зменшуються. У діапазоні $3,7 < v_2 < 4,1$ мають місце біфуркації подвоєння періоду, а при $4,1 < v_2 < 8$ спостерігаються квазіперіодичні та хаотичні траєкторії. При $10 < v_2 < 14$ спостерігаються зворотні біфуркації граничних циклів.

Приблизно така сама якісна картина буде і у випадку $\Delta = 0,5$, тільки не існує стійких стаціонарних розв'язків системи (2).

Отже, при несиметричному загасанні хвиль з достатньо невеликими декрементами γ_2, γ_3 , якщо $\gamma_1 < \gamma_2 + \gamma_3$, $\max(\gamma_2, \gamma_3) \leq 4\gamma_1$ і $\delta \leq 2\gamma_1$, то існують розв'язки системи (2) у вигляді граничних циклів, квазіперіодичних та хаотичних траєкторій. Навпаки, в симетричному випадку $\gamma_2 = \gamma_3$ або близькому до нього, $\gamma_2 \approx \gamma_3$ і $\delta \leq 2\gamma_1$ при невеликих γ_2, γ_3 обмежених розв'язків системи (3) взагалі не існує.

1. S.Ya. Vyshkind, M.I. Rabinovich. Sov. Phys. - JETP 44 (1976) 292.
2. S.Ya. Vyshkind. Radiophys. Quantum Electron. 21 (1978) 600.
3. J.M. Wersinger, J.M. Finn, E. Ott. Phys. Fluids 23 (1980) 1142.
4. M.N. Bussac. Phys. Scripta T2/1 (1982) 110.
5. C. Meunier, M.N. Bussac, G. Laval. Physica D 4(2) (1982) 236.
6. P. Terry, W. Horton. Phys. Fluids 25(1982) 491.
7. A.C.-L. Chian et al. Rev. Mod. Plasma Phys. 6 (2022) 34.
8. V.S. Marchenko, S.N. Reznik, Ya.I. Kolesnichenko. Phys. Plasmas 31 (2024) 022507.
9. [Advanced Numerical Differential Equation Solving in the Wolfram Language.](#)
10. [J.M. Ginoux, B. Rosetto. Chaotic Dynamical Systems Tools. Bifurcation diagrams with Mathematica.](#)

ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ПРОТОНІВ З НІКЕЛЕМ

А. М. Саврасов, О. А. Федорович, О. А. Рокицький,
Є. Г. Костін, В. І. Чурюмов, В. О. Петряков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

З метою продовження строків експлуатації ядерних реакторів виконуються дослідження впливу взаємодії водню та його ізотопів з конструкційними матеріалами, які використовуються в ядерній енергетиці, зокрема алюмінієм та його сплавами [1 - 4]. У даній роботі ми продовжуємо дослідження, розпочаті в роботі [5], використовуючи в якості мішені металічні фольги нікелю.

У роботі проводилось опромінення фольг нікелю товщиною 150 мкм протонами з енергією до 300 еВ у плазмохімічному реакторі, детальний опис якого наведено у [3]. Було проведено кілька серій опромінь тривалістю 1 - 4 год, струм розряду становив 6 А. Для фіксації рентгенівського і/чи гамма-випромінювання використовувалися плівкові фотодозиметри, які розташовувалися в реакторі по два в кожному експерименті по обидва боки від місця горіння розряду. У фотодозиметрах використовувалися радіографічні медичні плівки на базі галоїдного срібла. Вимірювання з них проводилися за допомогою установки ІФКУ. У деяких контрольних експериментах додатково під алюмінієвою підкладкою монтувалась ємність з порошком Eu_2O_3 для можливої фіксації теплових нейтронів, наявність яких не зафіксована на рівні $\leq 0,005 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. У той же час поглинена доза рентгенівського і/чи гамма-випромінювання в чотирьох експериментах перевищувала максимально можливу величину – 20 мЗв (таблиця) і на нижчому рівні фіксувалася в багатьох експериментах. Усі фотодозиметри розташовувалися стоячи на бічній поверхні віконцем до місця горіння плазмового розряду. Починаючи з 21 січня 2025 р. ми почали використовувати в кожному експерименті 3 - 4 фотодозиметри, розташовуючи 1 - 2 з них зовні реактора впритул до нього.

Експерименти на плазмохімічному реакторі з фотодозиметрами ІФКУ

Дата	№ фотодозиметра	Доза, мЗв	Розташування	Особливості
01.04.24	636	≥ 20	Справа всередині (далі св)	Сильно грівся
	634	16	Зліва всередині (далі зв)	
21.01.25	1451	0,6	зв	
	670	0	Зліва зовні (далі зз)	
	1686	0,2	Справа зовні (далі сз)	
06.03.25	668	0,2	зв	Працювало джерело високовольтних імпульсів
	663	0,3	зз	
	624	≥ 20	сз	
	622	0	св	
11.03.25	1487	0	зз	Працювало джерело високовольтних імпульсів, не подавалась напруга зміщення
	1478	1,66	зв	
	1486	≥ 20	св	
	659	≥ 20	сз	
26.03.25	1403	≥ 20	зз	Працювало джерело високовольтних імпульсів, не подавалась напруга зміщення
	1654	0,6	зв	
	1479	2,4	св	
	1444	≥ 20	сз	
03.04.25	1678	0,8	зв	Не працювало джерело високовольтних імпульсів, не подавалась напруга зміщення
	1614	0,7	св	
	1653	0,5	сз	

Слід відзначити, що в процесі проведення експериментів на плаваючому електроді накопичується заряд напругою до декількох кіловольт і тому з певною частотою відбуваються пробой на корпус реактора. Для того, щоб перевірити вплив високовольтних пробойів на плівку фотодозиметра ми провели контрольний експеримент. Було створено джерело високовольтних імпульсів напругою до 10 кВ, які подавалися на вольфрамові електроди, на яких, в свою чергу відбувалися пробойі. Навколо них на відстані 3 см розміщалися фотодозиметри. Експеримент проводився при атмосферному тиску в повітрі. Ці пробойі з частотою 1 - 10 Гц створили дозу 0,4 - 0,6 мЗв.

Як видно з таблиці, джерело високовольтних імпульсів навіть без напруги зміщення сприяло генерації потужного випромінювання, яке призводило до накопичення дози, що перевищувала максимально можливу величину та в десятки разів перевищувала поглинену дозу, зафіксовану в експерименті в повітрі. Це спостерігалось навіть під час експерименту тривалістю одну годину. У той же час в експерименті, в якому було відключено і напругу зміщення, і джерело високовольтних імпульсів, зафіксовано поглинену дозу на рівні 0,5 - 0,8 мЗв.

Проводиться аналіз отриманих даних.

1. O.A. Fedorovich et al. *Probl. At. Sci. Technol.* 10(4) (2018) 302.
2. O.A. Fedorovich et al. *Probl. At. Sci. Technol.* 25(1) (2019) 204.
3. O.A. Fedorovich та ін. *Технологія та конструювання в електронній апаратурі* 5-6 (2014) 39.
4. A.B. Karabut, E.A. Karabut. Research into spectra of X-ray emission from solid cathode medium during and after high current glow discharge operation. In: 14th International Conference on Condensed Matter Nuclear Science. Proceedings, Washington, USA, August 10 - 15, 2008 (Washington, 2008) p. 362.
5. А.М. Саврасов та ін. Оцінка рентгенівського/гамма випромінювання при взаємодії низькоенергетичних протонів з алюмінієм. У кн.: XXXI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей. Київ, Україна, 27 - 31 травня 2024 (Київ, 2024) с. 156.

СТРУКТУРИ У ФАЗОВОМУ ПРОСТОРІ ШВИДКИХ ЙОНІВ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ЦИХ ЙОНІВ ЗІ ШВИДКИМИ МАГНІТОЗВУКОВИМИ МОДАМИ

М. Г. Тищенко¹, Ю. В. Яковенко^{1,2}

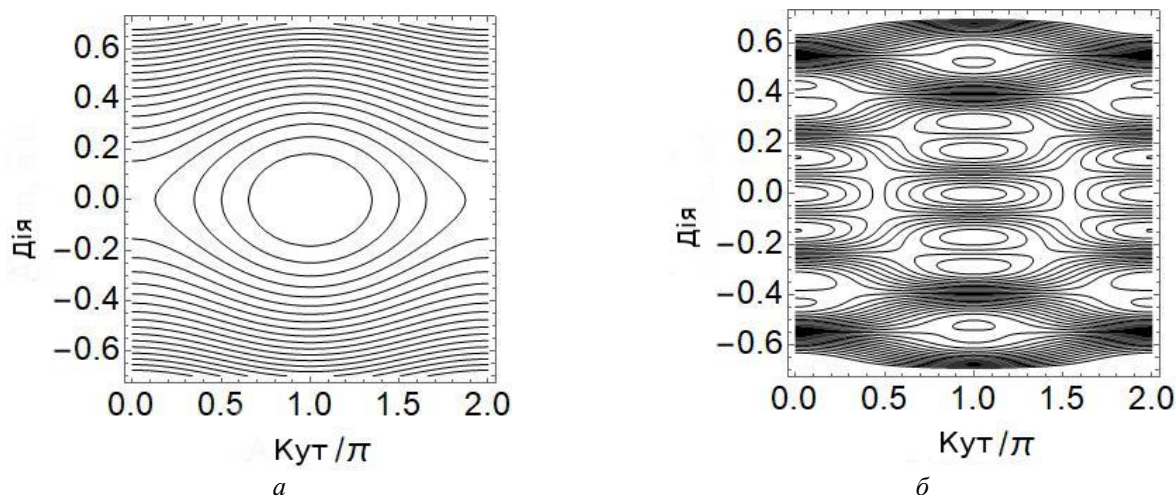
¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Відомо, що просторове каналювання енергії та імпульсу швидких йонів дестабілізованими власними модами [1], зокрема просторове каналювання швидкими магнітозвукowymi модами (ШММ) розглядається як одне з пояснень аномальної втрати енергії в деяких розрядах на сферичному торі NSTX [2] та експериментах з покращеним утримання в DT розрядах на токамаку JET [3]. Метою роботи є дослідження можливості ШММ передавати значну частину енергії швидких йонів, тобто оцінити ширину резонансних островів, що виникають у результаті резонансної взаємодії моди і швидкого йона. А саме, вивчення особливостей у структурі резонансного острова в фазовому просторі швидкого йона, які виникають у результаті взаємодії хвиля - частинка через циклотронний резонанс. Такий аналіз і оцінка кількості мод з певною амплітудою, необхідною для того, щоб відібрати енергію швидких йонів в певному енергетичному діапазоні, було отримано для альфвенових мод у роботі [4].

У нашій роботі аналіз проводився для ШММ з частотами в діапазоні першої циклотронної гармоніки. Нестійкості з такими частотами спостерігалися на NSTX [5], JET [6] та MAST [7]. Для того щоб отримати оцінки для ШММ, що збуджуються через циклотронний резонанс необхідно врахувати важливі особливості структури, яка виникає у фазовому просторі в результаті циклотронного резонансу. Обмін енергією між модою і частинкою вимагає взаємодії глобального резонансу і локального резонансу. Глобальний резонанс (ГР) – це резонанс між частотою хвилі і частотами, що характеризують орбітальний рух частинки; локальний резонанс (ЛР) – це резонанс між частотою хвилі і локальною циклотронною частотою з урахуванням доплерового зсуву.

У роботах [8, 9] було показано, що взаємодія між ГР і ЛР може спричинити появу набору вторинних островів поблизу кожного резонансного острова, який виникає коли амплітуда збурення є достатньо великою. Виникає так зване “резонансне павутиння” (resonance web) [8, 9] (рисунок). Іншою особливістю, що виникає в результаті взаємодії, є розщеплення ГР на набір сателітів з порівняними амплітудами.



Траєкторії резонансного руху на площині дія-кут у випадку, коли збурення діє на заряджену частинку поштовхами. *а* – фази хвилі в точках поштовхів слабо залежать від змінної дії; форма резонансного острова є “класичною”. *б* – фази хвилі в точках поштовхів сильно залежать від змінної дії; формується “резонансне павутиння”.

Наші розрахунки виконувалися для пролітних швидких йонів з малим ларморівським радіусом ($\rho \ll r$, де ρ - ларморівський радіус і r - малий радіус магнітної поверхні). Впливом обертання плазми на рух швидких йонів знехтувано. Отримано загальні вирази для характерної ширини “резонансного павутиння” і частоти руху частинки в островах, що його утворюють.

1. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 075001.
2. E.V. Belova et al. Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 015001.
3. Ya.I. Kolesnichenko et al. (JET Contributors). Nucl. Fusion 58 (2018) 076012.
4. M.H. Tyshchenko, Yu.V. Yakovenko. Probl. Atom. Sci. Tech. 1 (2015) 49.
5. N.N. Gorelenkov et al. Nucl. Fusion 42 (2002) 977.
6. W.W. Heidbrink et al. Nucl. Fusion 46 (2006) 324.
7. Appel L.C. et al. (The MAST Team) Plasma Phys. Control. Fusion 50 (2008) 115011.
8. Ya.I. Kolesnichenko, R.B. White, Yu.V. Yakovenko. Phys. Plasmas 9 (2002) 2639.
9. R.B. White. Phys. Rev. E 58 (1998) 1774.

ЗАКРУТ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ВЛАСНИХ МОД ПРИ ПРОСТОРОВОМУ КАНАЛЮВАННІ

**Ю. В. Яковенко^{1,2}, Я. І. Колесниченко¹, В. В. Луценко¹,
А. В. Тихий¹, В. В. Гайдбринк³**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний Університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

³ Університет Каліфорнії, Ірвайн, США

Просторове каналювання – просторове перенесення енергії та імпульсу швидких йонів власними модами, що збуджуються цими йонами – впливає на параметри плазми, погіршуючи або покращуючи їх [1 - 3]. Воно проявляє себе, зокрема, закручуванням альвенівських власних мод (АВМ) – появою залежності фази моди від радіальної координати. Закрут АВМ спостерігався в експериментах на токамаках, див. [4, 5] та посилання в тих роботах.

У цій роботі зв'язок між закрутом АВМ та потоком енергії, що його переносить мода, досліджується як аналітично, так і за допомогою розробленого комп'ютерного коду. Показано, що потік енергії перетворює нулі радіального профілю амплітуди моди на мінімуми (тобто нулі зникають). При цьому закрут є найбільшим саме на радіусах, де амплітуда моди є малою.

Оскільки АВМ є хвилею, стоячою в радіальному напрямку, перенесення енергії означає небаланс між амплітудами двох біжучих хвиль, що разом складають цю моду [6]. Це призводить до появи закруту. Показано, що має місце кореляція між напрямком радіального потоку енергії хвилі, орієнтацією закруту моди та напрямком обертання моди. Оскільки закрут моди є пов'язаним з радіальною фазовою швидкістю хвилі, а потік енергії – з радіальною груповою швидкістю, ця кореляція залежить від взаємного напрямку згаданих швидкостей, який, як було знайдено, може бути різним для різних типів АВМ. Зокрема, якщо радіальні фазова та групова швидкості моди мають однаковий напрямок, то вона закручується в напрямку обертання моди при каналюванні енергії всередину плазми і проти обертання плазми – при каналюванні назовні. Якщо ж радіальні фазова та групова швидкості мають різні напрямки, то ці співвідношення між напрямком обертання та напрямком закруту змінюються на протилежні. Кореляцію між напрямком закруту та напрямком діаманітного обертання йонів, з яким зазвичай збігається напрямок обертання АВМ при збудженні моди через радіальну похідну функції розподілу швидких йонів, було відзначено в роботі [7].

Виконано аналітичні та числові розрахунки для деяких типів АВМ – GAE-, RSAE- та TAE-мод. Для цього використовувалися редуковані МГД-рівняння, в які додавалися доданки, що моделювали збудження хвилі та поглинання її енергії в довільних областях простору. Аналіз отриманих власних розв'язків давав змогу знайти радіальні профілі закруту моди та потоку енергії. Зокрема, для GAE-мод у наближенні круглого перерізу токамака можна знайти аналітичне співвідношення між потоком енергії та закрутом.

Для аналізу RSAE- та TAE-мод, фізика яких є складнішою, було створено комп'ютерний код, що ґрунтується на методі скінченних елементів. Знайдено, що радіальні групова та фазова швидкості RSAE-мод, на відміну від GAE-мод, мають протилежні напрямки. Відповідно, RSAE-моди та GAE-моди закручуються в протилежні боки при однакових напрямках потоку енергії та обертання моди. Це пов'язано з різною поведінкою частот RSAE- та GAE-мод. RSAE-моди, частоти яких лежать над альвенівським континуумом, є анти-штормівськими (тобто моди з більшою кількістю вузлів мають меншу частоту), тоді як GAE-моди, що лежать під континуумом, є штормівськими.

Знайдено, що напрямок закруту TAE-мод є різним для парних та непарних мод. Парними називаються моди, що мають максимум амплітуди на зовнішньому обводі плазмового тора, а непарними – на внутрішньому. При цьому частота непарних мод, якщо вони існують, знаходиться у верхній частині відповідної щілини в альвенівському континуумі. Парні моди схожі за напрямком закруту з RSAE-модами, маючи протилежні напрямки радіальної групової та фазової швидкостей, тоді як непарні – з GAE-модами (приклад показано на рис. 1 і 2).

Проведено аналіз експерименту на DIII-D, в якому спостерігалися дві RSAE-моди з однаковими полюдними та тороїдними модовими номерами. Радіальні модові номери (l) цих мод (тобто кількість радіальних вузлів) дорівнювали 0 та 1. Радіальні профілі параметра закруту (тобто радіальної похідної фази моди) є якісно схожими з результатами наших числових розрахунків. При цьому амплітуда моди з $l = 1$ у вузлі сильно перевищує рівень шумів. Напрямок закруту свідчить про каналювання енергії назовні, хоча в DIII-D спостерігалися також моди з протилежним напрямком закруту.

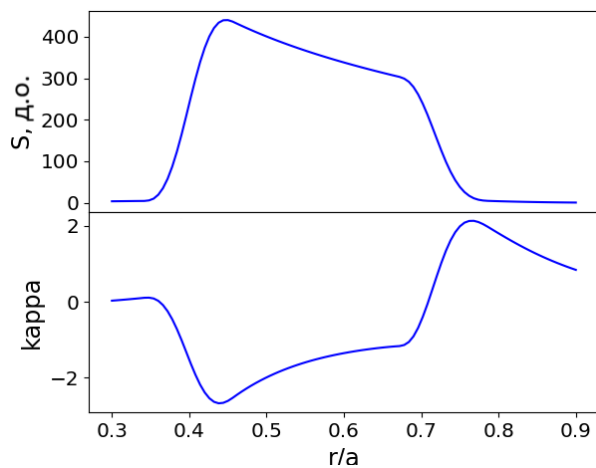


Рис. 1. Радіальні профілі потоку енергії (S) та параметр закруту (κ) парної ТАЕ-моди в конфігурації з малим магнітним широм. Профіль κ показано в екваторіальній площині тора назовні від магнітної осі (де амплітуда моди є максимальною). Знаки S та κ є протилежними, що означає протилежні напрямки групової та фазової швидкостей.

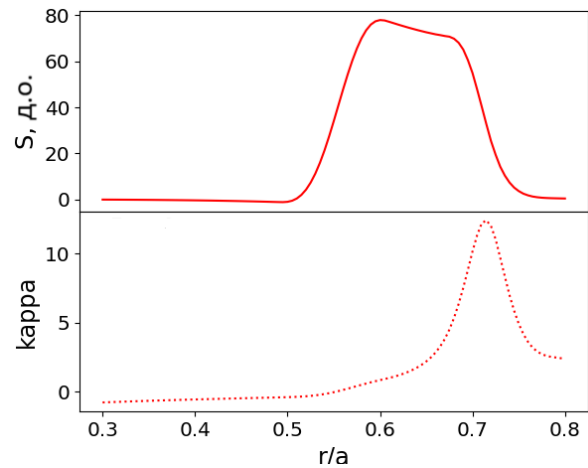


Рис. 2. Те саме, що на рис. 1, але для непарної ТАЕ-моди. Профіль κ показано в екваторіальній площині тора всередину від магнітної осі (де амплітуда моди є максимальною). Знаки S та κ збігаються, що означає однакові напрямки групової та фазової швидкостей.

Результати цієї доповіді можуть знайти використання для діагностики каналування енергії при збудженні АВМ швидкими йонами. Частина цих результатів було опубліковано в роботі [8].

Ця робота частково підтримувалася грантом Міністерства енергетики США No. DE-FG02-06ER54867 через Партнерський Проєкт Науково-Технічного Центру в Україні (НТЦУ) P786/UCI. В.В. Гайдбринк мав підтримку гранту Міністерства енергетики США No. DE-SC0020337.

1. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 075001.
2. E.V. Belova et al. Phys. Plasmas 24 (2017) 042505.
3. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy, R.B. White. Nucl. Fusion 60 (2020) 112006.
4. B.J. Tobias et al. Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 075003.
5. W.W. Heidbrink et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 066020.
6. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, M.H. Tyshchenko. Phys. Plasmas 25 (2018) 122508.
7. D.J. Tobias et al. Nucl. Fusion 52 (2012) 103009.
8. Ya.I. Kolesnichenko et al. Phys. Plasmas 31 (2024) 112509.

МОДЕЛЮВАННЯ АКТИВНОСТІ РАДІОНУКЛІДІВ У ГЕЛОФІТІВ ПРИ ГІПОТЕТИЧНОМУ ЗАБРУДНЕННІ РИБОГОСПОДАРСЬКИХ ВОДОЙМ

О. М. Волкова¹, В. В. Беляєв¹, С. П. Пришляк¹, В. В. Скиба²

¹ Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

² Білоцерківський національний аграрний університет, Біла Церква, Україна

Воєнні дії на території України зумовлюють зростання ризиків надходження до оточуючого середовища радіоактивних елементів через загрозу руйнування підприємств ядерного паливного циклу або навіть застосування ядерної зброї. Зазначене загострює актуальність пошуків ефективних шляхів очищення водних екосистем від аварійних надходжень радіонуклідів. Одним з перспективних заходів дезактивації рибогосподарських водойм вважається фітодезактивація [1 - 3], що у деяких випадках передбачає видалення вищих водних рослин і ґрунтується на здатності представників водної флори накопичувати радіонукліди з водного середовища. У той же час, необхідно враховувати, що гелофіти накопичують радіонукліди у надземних та підземних органах, і при викошуванні рослин радіоактивні речовини, які зосереджені у підземних органах, залишаються у водоймі. Тому метою роботи була оцінка ефективності вилучення надземних органів гелофітів у короткостроковій перспективі після разового аварійного надходження радіонуклідів до рибогосподарських водойм, які характеризуються різним ступенем заростання.

Раніше [4] нами було розглянуто п'ять сценаріїв гіпотетичного надходження радіонуклідів до водних екосистем: 1 – радіоактивні речовини потрапляють до водойми за 2 міс до початку вегетації (15-го лютого); 2 – за 1 міс (15-го березня); 3 – на початку вегетації (15-го квітня); 4 – через місяць після початку вегетації (15-го травня); 5 – у пік вегетації (1-го серпня). Радіонукліди, що випали на дзеркало водойми до початку вегетації рослин (сценарії 1 - 3), будуть накопичуватися хронічно з водних мас, а у разі випадіння на вегетуючу рослинність (сценарії 4 - 5) – будуть надходити до рослин не тільки хронічно з водних мас, а й з повітря у момент випадіння радіоактивних аерозолів. У якості вхідного параметра моделі накопичення радіонуклідів надземними органами рослин у зазначеній роботі використовували результати моделювання об'ємної активності водних мас. Для розрахунку об'ємної активності радіонуклідів використовували модель з експериментально визначеними параметрами з урахуванням накопичення та виведення радіонуклідів водними рослинами (Беляєв, 2014).

За моделлю, наведеною у [4 - 6], оцінили ступінь самоочищення надземних органів рослин через 1 - 3, 10 та 30 діб після моменту надходження радіонуклідів до водойми. Вважали, що заростання нагульних ставків гелофітами становить 10 - 40 %. Запропоновані методи моделювання оцінки розподілу радіонуклідів в екосистемі можуть використовуватися при заростанні рибогосподарських водойм гелофітами до 50 %.

Виконані розрахунки дали змогу оцінити ефективність дезактивації рибогосподарських водойм за рахунок вилучення надземних органів гелофітів, яка залежить від фази розвитку рослин у період аварійного надходження радіонуклідів до екосистеми та ступеню заростання водойми. Найбільш ефективним для очищення водойм буде видалення рослин у випадку аварійного надходження радіонуклідів повітряним шляхом у пік вегетації за умов впровадження контрзаходів упродовж 1 - 3 діб після забруднення – від 10 до 40 % кожного радіонукліда, що надійшли до екосистеми. З плином часу кількість радіонуклідів, зосереджених у надземних органах, буде швидко зменшуватися за рахунок їхнього виведення з рослин, і якщо надземні органи гелофітів видалити через 30 діб після аварійних випадіннь, з водойми можна вилучити від 2 до 10 % радіонуклідів стронцію, рутенію та цезію, радіонуклідів церію – від 6 до 24 % (таблиця).

У випадку аварійного забруднення екосистеми через місяць після початку вегетації (сценарій 4) упродовж 1 - 3 діб після надходження радіонуклідів з надземними органами гелофітів можна видалити, залежно від ступеню заростання, від 6 до 24 % радіонуклідів, що надійшли до водойми.

За сценаріями 1 - 3 у надземній частині гелофітів максимальна кількість радіонуклідів буде зосереджена приблизно з 1 липня по 1 вересня, і їхнє видалення у цей період дасть можливість вилучити з екосистеми, залежно від ступеню заростання водойми, до 13 % радіонуклідів церію, 2,3 % радіонуклідів рутенію, і лише до 2 % ⁹⁰Sr або ¹³⁷Cs.

Тобто метод фітодезактивації рибогосподарських водойм через видалення надземних органів гелофітів можна вважати достатньо ефективним у разі впровадження контрзаходів упродовж 10 діб після аварійного надходження радіонуклідів.

Очищення екосистеми рибогосподарських водойм за рахунок вилучення гелофітів при аварійному забрудненні у пік вегетації (сценарій 5), %

Радіо- нукліди	Час видалення гелофітів після надходження радіонуклідів, доба			Радіо- нукліди	Час видалення гелофітів після надходження радіонуклідів, доба		
	1 - 3	10	30		1 - 3	10	30
Заростання 10 %				Заростання 30 %			
⁹⁰ Sr	10	4,7	2,5	⁹⁰ Sr	30	14	7,5
^{103,106} Ru	10	4,3	1,8	^{103,106} Ru	30	13	5,3
^{134,137} Cs	10	5,0	2,5	^{134,137} Cs	30	15	7,6
^{141,144} Ce	10	6,7	5,9	^{141,144} Ce	30	20	18
Заростання 20 %				Заростання 40 %			
⁹⁰ Sr	20	9,5	5,0	⁹⁰ Sr	40	19	10
^{103,106} Ru	20	8,6	3,5	^{103,106} Ru	40	17	7,1
^{134,137} Cs	20	10	5,1	^{134,137} Cs	40	20	10
^{141,144} Ce	20	13	12	^{141,144} Ce	40	27	24

Через місяць та більше після аварійних випадіння радіонуклідів на поверхню рибогосподарських водойм та при хронічному надходженні радіонуклідів до екосистем ефективність контрзаходів за рахунок вилучення надземних органів гелофітів буде незначною, що узгоджується з проведеними раніше оцінками розподілу радіонуклідів між абіотичними та біотичними компонентами водойм [7, 8].

1. М.В. Гринжевський. *Аквакультура України* (Львів: Вільна Україна, 1998) 365 с.
2. Ю.А. Томілін, Л.І. Григор'єва. *Радіонукліди у водних екосистемах південного регіону України: міграція, розподіл, накопичення, доза опромінення людини і контрзаходи* (Миколаїв: Вид-во МДГУ ім. Петра Могили, 2008) 260 с.
3. О.М. Міхеєв та ін. *Використання гідрофітних систем для відновлення якості забруднених вод* (Київ: Центр учбової літератури, 2018) 171 с.
4. В.В. Беляєв та ін. *Ядерна енергетика та довкілля* 15 (2015) 44.
5. В.В. Беляєв, О.М. Волкова. *Ядерна енергетика та довкілля* 1(3) (2014) 34.
6. V.V. Belyaev et al. *Hydrobiol. J.* 57(4) (2021) 86.
7. О.М. Волкова. Техногенні радіонукліди у гідробіонтах водойм різного типу: автореф. дис. ... д-ра біол. наук. (Київ, 2008) 34 с.
8. В.Д. Романенко та ін. *Гідробіологічний журнал* 42(4) (2006) 3.

РАДІОБІОЛОГІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ РИБ У ВОДОЙМАХ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

**Д. І. Гудков¹, О. С. Потрохов², Н. А. Поморцева¹, Ю. М. Худіаш²,
С. І. Кірсєв³, Х. Д. Ганжа¹, О. О. Гупало⁴, О. Є. Каглян¹, В. В. Беляєв¹**

¹ Відділ водної радіоекології, Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

² Відділ біології відтворення риб, Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

³ Державне спеціалізоване підприємство «Екоцентр» ДАЗВ України, Чорнобиль, Україна

⁴ Відділ іхтіології та гідробіології річкових систем, Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

Процеси природного самоочищення непроточних водойм чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) відбуваються надзвичайно повільно, у зв'язку з чим екосистеми більшості заплавних озер, стариць і затонів і дотепер мають високі рівні радіонуклідного забруднення всіх компонентів. Забруднення радіоактивними речовинами водойм і, пов'язане з ним опромінення біоти, спричиняє ураження водних рослин і тварин на різних рівнях організації біологічних систем. Зазвичай верхні трофічні рівні в екосистемах прісних водойм займають риби, які за хімічною подібністю до біологічно значущих елементів активно концентрують більшість штучних і природних радіонуклідів у різних органах і тканинах. Риби є також чутливими індикаторами стресових явищ у водних екосистемах, виявляючи, з одного боку, підвищену вразливість до впливу іонізуючого випромінювання, а з іншого – певну резистентність до сублетальних доз радіації. Це дає змогу використовувати представників іхтіофауни для аналізу та прогнозування негативних змін у водному середовищі, пов'язаних з впливом радіаційного чинника, а також обумовлює важливість вивчення адаптаційних можливостей риб на популяційному, організменному та клітинному рівнях.

Упродовж останнього десятиріччя досліджували гематологічні, біохімічні, морфологічні, репродуктивні та деякі інші показники для найбільш поширених у водоймах північного Полісся і, зокрема, у ЧЗВ видах риб. Водними об'єктами досліджень у ЧЗВ були залишкові озера, що утворилися в межах колишньої акваторії водойми-охолоджувача (ВО) ЧАЕС після зниження рівня води (північно-східна, північно-західна, південно-східна та південно-західна частини), озера лівобережної заплави р. Прип'ять (Вершина, Глибоке, Далеке), а також оз. Азбучин і Янівський затон. В якості референтних були обрані Київське і Канівське водосховища, а також деякі озера, розташовані в околицях Києва.

Потужність поглиненої дози (ППД) для риб ЧЗВ реєстрували в межах 5,1 - 128,5 мкГр/год з найвищими значеннями для озер лівобережної заплави р. Прип'ять у межах одамбованої ділянки. Для референтних водойм з низьким фоновим рівнем радіонуклідного забруднення ППД для риб становила 0,05 - 0,07 мкГр/год. Максимальні дози опромінення отримували риби, які ведуть придонний спосіб життя – карась сріблястий та лин, а мінімальні – верховодка та верховка, які мешкають переважно у приповерхневих шарах водної товщі. Потужність дози внутрішнього опромінення «мирних» видів риб ЧЗВ була майже у 2 рази вища, ніж хижих, переважно, за рахунок більш інтенсивного накопичення ⁹⁰Sr.

Здійснений морфо-метричний аналіз риб показав, що плітка з водойм ЧЗВ відрізнялася неоднорідним темпом росту та наявністю тугорослих особин у стаді: у ловах траплялися як 3-річні екземпляри з довжиною тіла до 15 - 19 см, так і 5-річні екземпляри довжиною 9 - 14 см. Вибірка риб з оз. Глибокого відзначалася значним переважанням самиць у нерестовому стаді (співвідношення самців до самиць – 1 : 5,5) та скороченим терміном життя (4 і 6 років для самців і самиць відповідно). Плітка з ВО ЧАЕС характеризувалася меншим діаметром ікринок у гонадах самиць ($1,05 \pm 0,01$ мм) порівняно з контрольними особинами ($1,5 \pm 0,02$ мм); низьким гонадосоматичним індексом ($10,06 \pm 0,73$) на відміну від риб двох контрольних вибірок ($15,5 \pm 0,87$ та $18,37 \pm 0,61$); низькими показниками вгодованості за Фултоном ($1,87 \pm 0,03$) відносно контрольної групи ($2,2 \pm 0,04$); значним відсотком морфологічних аномалій розвитку плавців, а також виникненням різних типів деформацій та новоутворень у гонадах (11,0 % усіх виловлених особин) на відміну від риб у водоймах з низьким фоновим рівнем радіонуклідного забруднення (0,6 %).

За результатами досліджень порушень осевого скелета у молоді різних видів риб ЧЗВ було виявлено 15 типів аномалій, локалізованих у двох основних частинах скелета. Серед спостережених аномалій у молоді риб зафіксовано переважання порушень будови елементів хвостового та червеного відділів. Найбільша частота аномалій зареєстрована у вигляді додаткових гілок невральних і гемальних відростків (18 - 68 %) та їхнє розгалуження (6 - 15 %), часткового або повного злиття

хребців (до 10 %), деформацій хребців хвостового відділу (до 25 %), деформацій хребта (кіфоз, лордоз і сколіоз), а також деформацій ребер різного ступеня.

Дослідження кровотворної системи чотирьох видів риб (краснопірки, плітки, карася сріблястого та окуня), які мешкають у градієнті тривалого радіонуклідного забруднення, дали змогу встановити пороговий рівень потужності існуючих доз радіаційного опромінення (близько 20 - 40 мкГр/год), до якого відбувається підвищення абсолютної кількості лейкоцитів у периферичній крові, що свідчить про активацію компенсаторних процесів у організмі риб. За дії більш високих доз опромінення кількість лейкоцитів у крові риб зменшувалась, і для деяких видів досягала значень на 12 - 18 % нижчих за контрольні вибірки, що вказує на погіршення процесів кровотворення. Якісний аналіз еритроцитів крові риб у водоймах ЧЗВ виявив численні структурні порушення клітин, а також порушення, пов'язані з патологією мітотичного ділення. Показано, що середній загальний вміст морфологічних порушень краснопірки за максимальної поглиненої дози опромінення був в середньому на 12,1%, у окуня – на 12,4%, у карася сріблястого – на 14,2%, у плітки – на 38,3% вище за контрольні показники. При цьому, у карася виявлена достовірна залежність від ППД для більшості морфологічних порушень еритроцитів, а саме – деформації ядра, клітин з вакуолізованою цитоплазмою, мікроцитів, хроматинолізу, амітозу і двоядерних клітин. У плітки – клітини з вакуолізованою цитоплазмою, пристінковими ядрами, деформацією ядра, хроматинолізом, мікроядрами, мікроцити. У краснопірки зростання кількості порушень зі збільшенням ППД було виявлено для клітин з деформацією ядра, вакуолізованою цитоплазмою, пікнозом, пристінковими ядрами, цитолізом та двоядерними еритроцитами. Серед досліджених видів риб у окуня була виявлена достовірна залежність від ППД для 5 типів морфологічних порушень еритроцитів, а саме – клітин з мікроядрами, пікнозом, цитолізом, деформацією ядра та вакуолізованою цитоплазмою. На основі досліджень кровотворної системи риб можна припустити, що їхня імунна система реагує на тривале хронічне опромінення активацією компенсаторно-адаптаційних процесів, які виявляються у зміні кількості лейкоцитів завдяки перерозподілу агранулоцитарних та гранулоцитарних клітин у лейкограмі. Наряду з цим відмічено значне збільшення патологічних змін структури ядер та цитоплазми еритроцитів. Радіаційне навантаження, вплив якого перевищує допустимі можливості організму, спричиняє значне скорочення абсолютної кількості лейкоцитів (переважно за рахунок лімфоцитів), що призводить до погіршення стану імунітету організму.

Попередні біохімічні дослідження риб, виконані у 2024 р. у водоймах з порівно невисокими рівнями радіонуклідного забруднення (градієнт ППД становив 5,1 - 18,7 мкГр/год), показали певне збільшення показника перекисного окислення ліпідів з посиленням активності антиоксидантної системи за підвищених рівнів ППД. Також був зареєстрований збільшений морфо-фізіологічний індекс печінки, що свідчить про її підвищену активність, яка спрямована на послаблення негативних впливів середовища. Це може вказувати на зниження активності метаболічних процесів, а саме на зменшення використання енергетичних субстратів. На користь цього припущення свідчить менший вміст РНК і зниження співвідношення РНК/ДНК в зябрових пелюстках риб з водойм ЧЗВ відповідно до контролю. Це відбувається через зниження рівня біосинтетичних процесів, особливо білків, в тканинах риб. Причиною таких порушень є зростання загального пулу в тканинах дієнових кон'югантів і малонового діальдегіду, що, вірогідно, призводить до зниження каталітичної активності ферментів, в тому числі антиоксидантних ензимів. При цьому слід зазначити, що ці негативні наслідки радіонуклідного забруднення в межах зазначеного градієнту ППД не є критичними для перебігу загального метаболізму в цілому, оскільки риби протягом тривалого часу продовжують здійснювати свої основні життєві функції. Такі зміни у фізіолого-біохімічному стані риб можуть бути одним з наслідків адаптації до існуючих умов. Зниження каталітичної активності ферментів і, відповідно, метаболізму в цілому зменшує енергетичні витрати, унеможливаючи виснаження і загибель риб.

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект № 2023.03/0156), Національної академії наук України, а також у співробітництві з Державним спеціалізованим підприємством «Екоцентр» ДАЗВ України.

ЗМІНИ ПОТУЖНОСТІ ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ ВНУТРІШНЬОГО ОПРОМІНЕННЯ РИБ У ВОДОЙМІ-ОХОЛОДЖУВАЧІ ЧАЕС ТА ОЗЕРІ АЗБУЧИН УПРОДОВЖ 2021 - 2024 РР.

**О. Є. Каглян¹, Д. І. Гудков¹, В. В. Беляєв¹,
С. І. Кіреєв², М. О. Меньковська¹, Л. П. Юрчук¹**

¹ Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

² Державне спеціалізоване підприємство «Екоцентр» ДАЗВ України, Чорнобиль, Україна

Надходження радіонуклідів у довкілля і подальші процеси їхнього розподілу, міграції та фізичного розпаду визначають динаміку вмісту радіонуклідів в основних компонентах водних і наземних екосистем та зумовлене ними опромінення біоти. При проведенні радіоекологічних досліджень водойм особливий інтерес викликають риби, які займають верхні трофічні рівні у прісноводних біоценозах і є об'єктами харчування людини. Радіонукліди, які накопичуються в органах і тканинах риб, формують внутрішню поглинену дозу, яка разом із зовнішньою (від води, донних відкладів, рослин тощо) складає загальну поглинену дозу іонізуючого випромінювання.

Дослідження виконували на найбільш забруднених радіонуклідами водоймах у межах Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ). Водними об'єктами досліджень були обрані водойма-охолоджувач (ВО) ЧАЕС та оз. Азбучин, які, внаслідок зниження рівня води після припинення її постачання з р. Прип'ять до ВО наприкінці 2014 р., упродовж наступних років зазнали радикальних змін гідрологічного, гідрохімічного та гідробіологічного режиму. Це, в свою чергу, спричинило зміни радіоекологічної ситуації у згаданих водоймах та особливостей накопичення радіонуклідів гідробіонтами. Серед трьох основних залишкових водойм, які утворилися в межах колишньої акваторії ВО ЧАЕС після зниження рівня води, найбільш забрудненими ⁹⁰Sr і ¹³⁷Cs виявилися представники іхтіофауни північно-західної (так званої «старої теплої») частини. Власне, ця частина ВО разом з оз. Азбучин, що зазнавало до 2014 р. гідрологічного підпору ВО, стали об'єктами представлених досліджень.

Серед представників іхтіофауни були обрані найбільш поширені у водоймах північного Полісся види: краснопірка звичайна (*Scardinius erythrophthalmus* L.), плітка звичайна (*Rutilus rutilus* L.), карась сріблястий (*Carassius gibelio* Bloch.), лин звичайний (*Tinca tinca* L.), верховодка звичайна (*Alburnus alburnus* L.), верховка звичайна (*Leucaspis delineates* Heckel), а також представники двох видів хижих риб – окунь звичайний (*Perca fluviatilis* L.) і щука звичайна (*Esox lucius* L.). Питому активність ⁹⁰Sr і ¹³⁷Cs визначали гамма- та бета-спектрометричними методами [1, 2]. Потужність поглиненої дози (ППД) для риб розраховували згідно з [3].

Аналіз даних за 2024 р. дав можливість з'ясувати, що порівняно з 2021 р. питома активність ⁹⁰Sr у представників усіх видів риб ВО зросла в середньому у 1,5 раза. Щодо ¹³⁷Cs, то для більшості видів питома активність радіонукліда з певними коливаннями практично не змінилася, проте для деяких видів – набула істотного зниження. Зростання вмісту ⁹⁰Sr можна пояснити значним збільшенням об'ємної активності радіонукліда у воді після зниження її рівня. Зменшення питомої активності ¹³⁷Cs для деяких видів риб можна, швидше за все, пояснити екологічними наслідками зниження рівня води, в результаті якого були осушені значні прибережні ділянки ложа ВО, що могло спричинити зміни кормової бази певних видів. Зокрема, зниження рівня води призвело до тотального зникнення двостулкових молюсків і, зокрема, дрейсени, біомаса якої у ВО сягала у попередні роки 50 тис. т. При цьому поселення двостулкових молюсків були одним з найважливіших середотворчих чинників екосистеми ВО, а також – об'єктом живлення багатьох видів риб. Також практично повністю було осушено нерестовища літофільних та фітофільних видів риб, що призвело до істотного зменшення чисельності молоді риб – важливого об'єкта харчування хижих видів.

Оскільки потужність поглиненої дози внутрішнього опромінення від інкорпорованих радіонуклідів прямо пропорційна вмісту радіонуклідів у рибі, дозове навантаження на риб також змінилось порівняно з попередніми роками. На рис. 1 показана середня величина потужності поглиненої дози (ППД) внутрішнього опромінення представників різних видів риб ВО станом на 2021 та 2024 рр. Середня загальна доза опромінення від інкорпорованих рибою ⁹⁰Sr і ¹³⁷Cs зросла для представників майже всіх досліджуваних видів ВО за рахунок опромінення інкорпорованого ⁹⁰Sr, потужність якого у 2024 р. значно збільшилася при загальному зменшенні величини потужності опромінення зумовленого ¹³⁷Cs. Виняток становив хижий вид – окунь звичайний, який порівняно з «мирними» рибами накопичує ⁹⁰Sr у значно менших кількостях. Максимальні величини усередненої ППД внутрішнього опромінення серед досліджених видів риб ВО у 2023 та 2024 рр. зареєстровані для краснопірки – $0,83 \pm 0,13$ та $1,29 \pm 0,09$ мкГр/год, а мінімальні – для верховодки – $0,52 \pm 0,05$ та

0,54 ± 0,08 мкГр/год відповідно. Попередніми дослідженнями встановлено, що максимальні рівні питомої активності радіонуклідів (особливо ^{90}Sr) і, відповідно, найвищі ППД внутрішнього опромінення серед досліджуваних риб найчастіше реєстрували у краснопірки, що, на нашу думку, пов'язано з особливостями її живлення – переважно водяною рослинністю, зокрема, нитчастими водоростями та фітоепіфітом, яким притаманні надзвичайно високі коефіцієнти накопичення радіонуклідів [4].

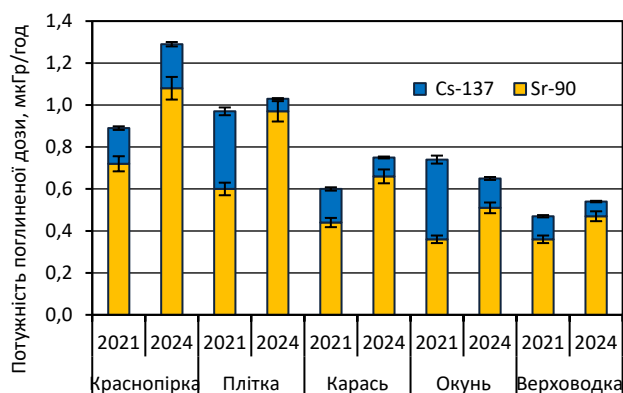


Рис. 1. Динаміка ППД внутрішнього опромінення риб ВО ЧАЕС, мкГр/год.

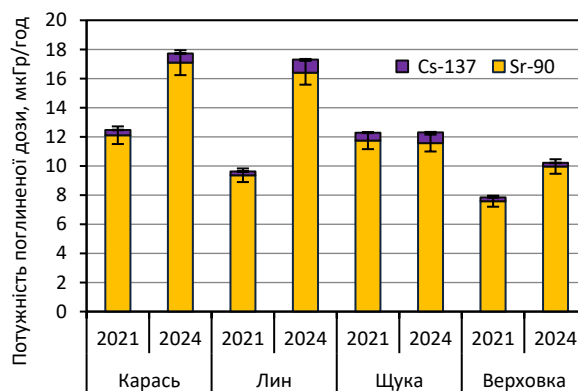


Рис. 2. Динаміка ППД внутрішнього опромінення риб оз. Азбучин, мкГр/год.

Аналогічна картина зростання у 2024 р. внутрішньої дози опромінення за рахунок збільшення рівнів накопичення ^{90}Sr спостерігається також для представників всіх «мирних» видів риб оз. Азбучин порівняно з 2021 р. (рис. 2). Виняток становила щука, у якій вірогідного зростання накопичення ^{90}Sr в організмі і, відповідно, ППД внутрішнього опромінення за рахунок цього радіонукліда не відбувалося. Враховуючи, що щука є облігатним хижаком, можна припустити, що в умовах оз. Азбучин пероральне надходження радіонукліда до організму риб є основним. А оскільки ^{90}Sr в об'єктах живлення щуки знаходиться у тканинах, які погано перетравлюються і засвоюються (кістки, луска), це зумовлює низькі рівні накопичення радіонукліда. Середня внутрішня доза опромінення риб оз. Азбучин у десятки разів перевищує таку для риб ВО. Максимальні значення середньої ППД внутрішнього опромінення серед досліджуваних видів риб оз. Азбучин спостерігали у карася сріблястого у 2021 та 2024 рр. – $10,34 \pm 1,75$ та $17,73 \pm 7,05$ мкГр/год відповідно. Мінімальна ППД внутрішнього опромінення риб озера у 2021 та 2024 рр. відмічена для верховки – $7,98 \pm 2,35$ та $10,21 \pm 2,84$ мкГр/год відповідно.

Таким чином, можна зробити висновок, що для риб ВО та оз. Азбучин, які зазнали суттєвих змін гідрологічного режиму, ППД внутрішнього опромінення у 2024 р. продовжувала зростати, в основному, за рахунок збільшення накопичення рибою ^{90}Sr . Слід зазначити, що зареєстровані рівні середньорічної потужності поглиненої внутрішньої дози для всіх досліджених риб оз. Азбучин перевищують скринінгову дозу у 2 мкГр/год, а для більшості перевищують безпечний рівень у 10 мкГр/год, рекомендований у рамках проекту Європейської комісії «PROTECT» [5].

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект № 2023.03/0156), Національної академії наук України, а також у співробітництві з Державним спеціалізованим підприємством «Екоцентр» Державного агентства України з управління зоною відчуження та Чорнобильським радіаційно-екологічним біосферним заповідником.

1. O.Ye. Kaglyan et al. Hydrobiol. J. 59(2) (2023) 96.
2. O.N. Volkova et al. Hydrobiol. J. 60(2) (2024) 86.
3. [ERICA Assessment Tool 1.0. The integrated approach seeks to combine exposure/dose/effect assessment with risk characterization and managerial considerations.](#)
4. P.D. Klochenko et al. Hydrobiol. J. 44(1) (2008) 48.
5. P. Andersson et al. J. Environ. Radioact. 100 (2009) 1100.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПАЛАДІЄВИХ ГІДРОФОБНИХ КАТАЛІЗАТОРІВ-СОРБЕНТІВ У ПАСИВНИХ СИСТЕМАХ ДЕТРИТИЗАЦІЇ ГАЗОПОДІБНИХ ВИКИДІВ

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

Ефективна детритизація газових викидів є критично важливою для захисту довкілля та здоров'я населення. Проте надійність таких систем може знижуватися через різні аварійні фактори: пошкодження обладнання (зношення труб, несправність фільтрів, вихід компресорів з ладу), відхилення технологічних параметрів (температура, тиск, вологість) або зовнішні фактори (землетруси, пожежі, диверсії). Це може спричинити витіки тритію, що загрожують забрудненням повітря, води, природи та здоров'ю людей.

Для розв'язання проблеми тритієвих викидів потрібно розробляти спеціальні підходи, що враховують специфіку міграції та дифузії тритію. Одним з можливих перспективних варіантів є використання каталітичного окислення в системах детритизації (DS) газових викидів.

DS є ключовим елементом безпеки для видалення тритію в будь-яких надзвичайних ситуаціях. DS повинна функціонувати не лише в звичайних умовах, але й в аварійних ситуаціях. Детритизація газоподібних викидів включає різноманітні хімічні форми – від тритію й тритійованої пари до органічних сполук з тритієм, що утворюються, наприклад, під час пожежі на об'єктах з кабелями чи полімерними матеріалами. Тому DS проєктується для видалення всіх форм тритію. До складу DS входять каталітичні реактори і система видалення тритієвої водяної пари. На більшості заводів використовують два типи реакторів: LTR і HTR, але сучасні дослідження акцентують на потребі включення трьох: RTR (для пасивного окислення тритію за кімнатної температури), LTR (для газоподібного тритію при ~ 473 K) і HTR (для детритизації органічних сполук при ~ 773 K) [1]. Щодо окислення тритію каталітичним реактором, то ефект отруєння хімічними компонентами все ще залишається відкритою дослідницькою проблемою [2, 3].

Останнім часом активно досліджуються пасивні каталітичні реактори RTR для детритизації газоподібних викидів, адже вони забезпечують ефективний і надійний захист довкілля навіть за умов аварій. До їхніх переваг належать простота використання, відсутність залежності від електропостачання та висока надійність. Наукові зусилля зосереджені на вдосконаленні каталізаторів та конструкції реакторів для ефективного видалення тритію, включно з універсальними рішеннями для очищення викидів різного складу і концентрацій.

Дослідження коефіцієнта перетворення тритію в аварійних умовах досить обмежені [4]. Виявлено, що утворення тритійованого метану спричинене взаємодією метану з тритійованими гідроксилами на каталізаторі. У разі пожежі як волога, так і вуглеводні впливатимуть на швидкість перетворення тритію.

Наші недавні дослідження засвідчили високу ефективність Pd/морденітових (Pd/мд) каталізаторів-сорбентів, модифікованих гідрофобним поліалкілсилоксаном (ПАС), у процесі низькотемпературного окиснення тритію в газовій фазі.

У цій роботі досліджувалися особливості динаміки каталітичної конверсії тритію на каталізаторах-сорбентах 2%Pd/мд та 3%Pd/NaX у пасивних реакторах кімнатної температури (RTR), призначених для DS аварійних викидів.

Газову суміш, що складається з повітря та тритію ($2 \cdot 10^6$ Бк/м³), подавали в реактор розміром 4,9 см у діаметрі та 35 см у висоту за кімнатної температури. Реактор працював у пасивному режимі, тобто без зовнішнього нагрівання. Кількість використаного каталізатора становила від 30 до 150 г.

На рис. 1 і 2 показано динаміку коефіцієнта каталітичної конверсії тритію α_{T_2} залежно від маси каталізатора. Аналіз даних дає змогу визначити оптимальну масу каталізатора для максимально ефективного видалення тритію з повітря.

Аналіз рис. 1 і 2 демонструє значні відмінності у динаміці конверсії тритію між каталізаторами 3%Pd/NaX і 2%Pd/мд. Каталізатор 3%Pd/NaX (120, 150 г) потребує 100 хв для досягнення конверсії 0,65 зі сповільненням реакції, тоді як 2%Pd/мд (90 г) досягає цього за 50 хв, вказуючи на вищу каталітичну ефективність 2%Pd/мд у зазначених умовах.

Експериментально визначено вплив водню на конверсію тритію (рис. 3). Показано, що за пасивного режиму каталізатора 2%Pd/мд ефективність окиснення тритію майже незмінна при концентрації водню 0,01 - 0,5 ppm, але може значно зростати за перевищення 100 ppm [5].

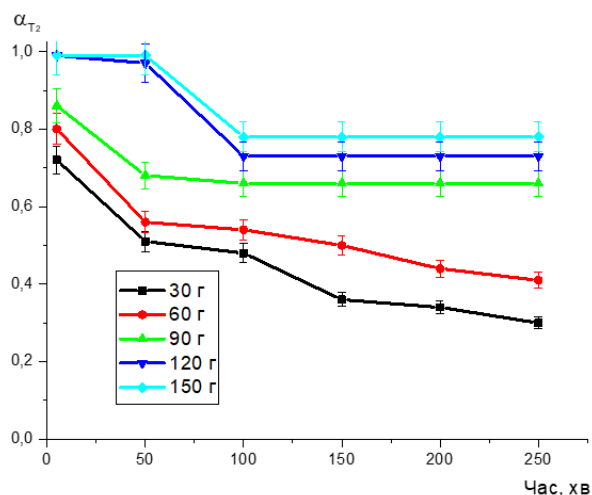


Рис. 1. Динаміка коефіцієнта каталітичної конверсії тритію 2%Pd/мд.

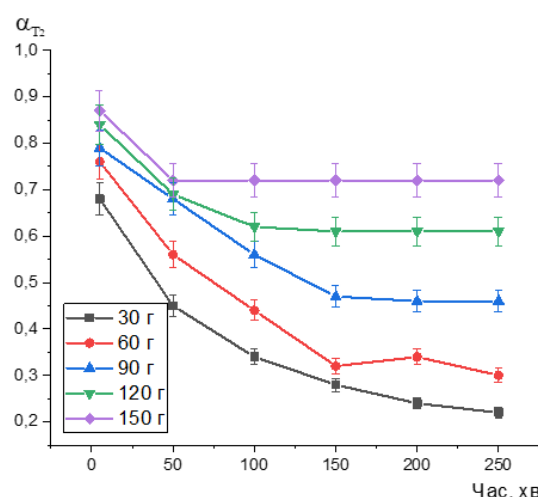


Рис. 2. Динаміка коефіцієнта каталітичної конверсії тритію 3%Pd/NaX.

Дослідження показують (рис. 4), що волога знижує каталітичну активність окиснення тритію через утворення водяної плівки на активних центрах. Хоча швидкість конверсії тритію зменшилась, ефективність залишалася високою: понад 91 % для 2%Pd/мд (150 г) і 76 % для 3%Pd/NaX (150 г). Зниження пояснюється охолодженням каталізатора при введенні вологого повітря.

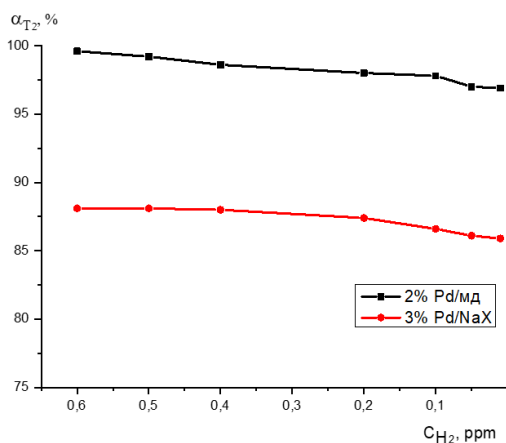


Рис. 3. Вплив концентрації водню в газовій суміші на конверсію тритію.

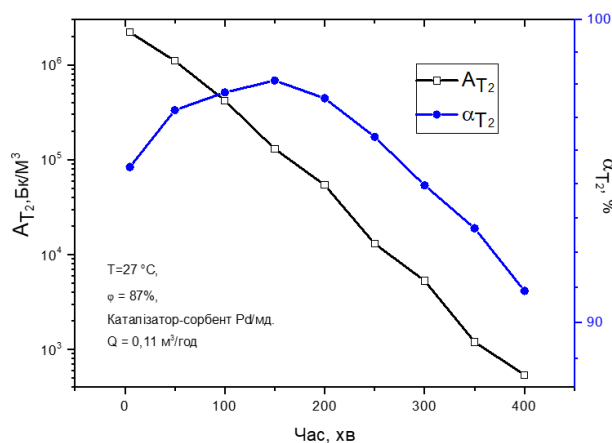


Рис. 4. Конверсія тритію за надлишкової вологи.

Отже, серед вивчених факторів, що впливають на каталітичну ефективність, саме фактор надлишкової вологості потребує найбільшої кількості каталізатора для забезпечення необхідної швидкості конверсії.

1. Y. Edao et al. Fusion Eng. Des. 136(A) (2018) 319.
2. F. Borgognoni, C. Rizzello, S. Tosti. Fusion Eng. Des. 83 (2008) 1377.
3. Y. Edao et al. J. Nucl. Sci. Technol. 53 (2016) 1831.
4. Y. Iwai, K. Sato, T. Yamanishi. Fusion Sci. Technol. 66 (2014) 215.
5. I. Yasunori et al. Fusion Eng. Des. 136(A) (2018) 121.

ДИНАМІКА РАДІОНУКЛІДНОГО ЗАБРУДНЕННЯ ПРЕДСТАВНИКІВ ІХТІОФАУНИ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС УПРОДОВЖ 2013 - 2024 РР.

М. О. Меньковська, О. Є. Каглян, В. В. Беляєв, Д. І. Гудков

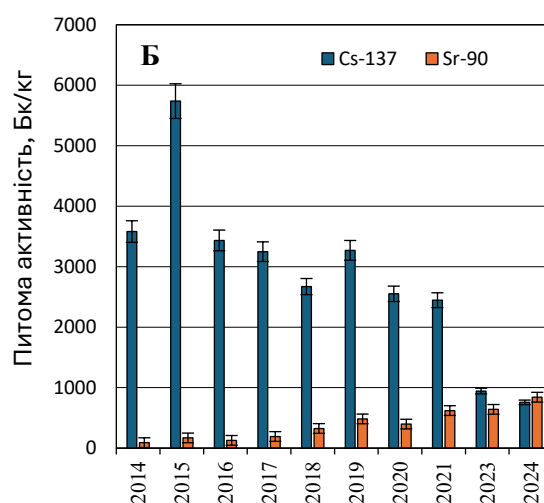
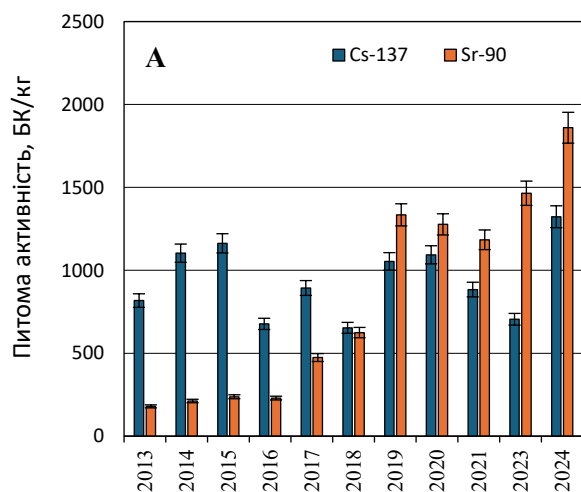
Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

Водойма-охолоджувач (ВО) Чорнобильської АЕС (ЧАЕС), яка функціонувала як частина технологічного циклу електростанції, після аварії стала об'єктом тривалого радіоекологічного моніторингу. У водному середовищі тривалоіснуючі радіонукліди мігрують у розчиненому вигляді або у складі завислих часток і здатні накопичуватися водними організмами. ^{137}Cs , завдяки хімічній подібності до калію, накопичується переважно у м'язовій тканині, тоді як ^{90}Sr , за аналогією з кальцієм, відкладається у кісткових кальцевмісних органах та тканинах [1].

Мета даної роботи – оцінити рівні радіонуклідного забруднення ^{137}Cs та ^{90}Sr представників іхтіофауни ВО ЧАЕС упродовж 2023 - 2024 рр. та проаналізувати динаміку їхньої питомої активності в риби, починаючи з часу зниження рівня води.

Зміни гідрологічного режиму ВО ЧАЕС, що сталися наприкінці 2014 р., призвели до трансформації водного ландшафту акваторії та розташованих навколо територій. Зокрема, на місці єдиного водного об'єкта утворилися ізольовані водойми зі зміненими гідрологічними, гідрохімічними та гідробіологічними характеристиками. Об'єктом досліджень було обрано одну з чотирьох головних залишкових водойм, іхтіофауна якої виявилася найбільш забрудненою радіонуклідами – північно-західну частину ВО, яку також називають як «стара тепла частина». Рибу відбирали з використанням пасивних знарядь лову. До аналізу було включено представників таких «мирних» видів: краснопірка звичайна *Scardinius erythrophthalmus*, плітка звичайна *Rutilus rutilus*, верховодка звичайна *Alburnus alburnus*, а також факультативний хижак – окунь звичайний *Perca fluviatilis*. Питому активність ^{90}Sr та ^{137}Cs визначали методом гамма- та бета-спектрометрії відповідно до стандартних методичних вказівок з радіоекологічного моніторингу [1].

Як видно з рисунка, А, на початку досліджуваного періоду з 2013 до 2016 рр. домінуючим радіонуклідом у представниках виду краснопірки звичайної залишався ^{137}Cs : його питома активність у тканинах риб становила понад 1100 Бк/кг, тоді як вміст ^{90}Sr , практично, залишався незмінним та не перевищував 300 Бк/кг.



Динаміка середньорічної питомої активності радіонуклідів у краснопірки (А) та окуня (Б) ВО упродовж 2013 - 2024 рр., Бк/кг.

Починаючи з 2017 р. відбулися суттєві зміни у структурі радіонуклідного забруднення: рівень ^{90}Sr почав зростати, майже зрівнявшись із показниками ^{137}Cs . У період з 2019 по 2024 рр. простежується стійка тенденція до росту ^{90}Sr у краснопірці. Показники активності ^{90}Sr стабільно зростають, досягаючи максимуму у 2024 р. – майже 1900 ± 117 Бк/кг, що є найвищим за весь період спостережень. Величина середньорічної питомої активності ^{137}Cs в цей період була меншою і становила 1300 ± 292 Бк/кг у 2024 р. Особливо помітним є спад ^{137}Cs у 2023 р., який контрастує з підвищенням вмісту ^{90}Sr в організмі риб.

З 2019 р. концентрація ^{90}Sr у краснопірці упевнено перевищує концентрацію ^{137}Cs , що є нетиповою для більш ранніх років. Таку динаміку можна пояснити низкою факторів, зокрема зміною гідрологічного режиму водойми – зниженням рівня води через припинення водопостачання з р. Прип'ять, який призвів до зростання об'ємної активності ^{90}Sr у воді [2], що вплинуло на перерозподіл радіонуклідів у екосистемі, зокрема – на біологічну доступність ^{90}Sr . Крім того, зміна гідрологічного режиму водойми призвела до змін складу основних угруповань гідробіонтів і, як наслідок, – до зміни кормової бази риб.

Як видно з рисунка, Б, отримані результати демонструють виразні зміни в рівнях забруднення представників окуня звичайного з тенденцією до зниження вмісту ^{137}Cs та поступового зростання питомої активності ^{90}Sr в рибі. Зокрема, максимальні значення активності ^{137}Cs було зареєстровано у 2015 р. – понад 5800 Бк/кг, після чого спостерігали поступове зниження питомої активності радіонукліда до 2024 р. – більш ніж у 5 разів, наблизившись до значення 1100 ± 265 Бк/кг. Така тенденція може бути пов'язана як із природною динамікою виведення радіонуклідів з організму риб, так і зі змінами у структурі трофічних зв'язків, зокрема зникненням певних об'єктів живлення, що характеризувалися більш високими рівнями накопичення ^{137}Cs .

На тлі загального зниження вмісту ^{137}Cs у окуні, питома активність ^{90}Sr виявляє протилежну динаміку. З початкових значень на рівні 100 - 300 Бк/кг у 2014 - 2016 рр., рівень ^{90}Sr зростав майже щороку і досягнув близько 900 ± 121 Бк/кг у 2024 р. Така тенденція свідчить про зростаючу роль ^{90}Sr у загальному радіаційному навантаженні на риб, що є наслідком перерозподілу цього ізотопу в екосистемі після гідрологічних змін у водоймі.

У період 2013 - 2024 рр. у риб ВО ЧАЕС виявлено достовірне зростання питомої активності ^{90}Sr як у краснопірки, так і в окуня. Починаючи з 2017 - 2018 рр. середньорічні значення вмісту ^{90}Sr в рибі демонструють стабільну зростаючу динаміку, яка має достовірний характер. У краснопірки рівень ^{90}Sr зріс зі значень 300 ± 59 Бк/кг у 2017 р. до 1900 ± 117 Бк/кг у 2024 р. Для окуня активність ^{90}Sr також зросла – з 90 ± 24 Бк/кг у 2014 - 2015 рр. до понад 900 ± 121 Бк/кг у 2024 р., що підтверджує загальну тенденцію, хоча абсолютні значення питомої активності для окуня суттєво нижчі, ніж у краснопірки.

Таким чином, у результаті аналізу динаміки радіонуклідного забруднення на прикладі риб ВО ЧАЕС за період 2013 - 2024 рр. встановлено ріст середньорічної питомої активності ^{90}Sr в досліджуваних видах починаючи з 2018 р., що свідчить про збільшення біоаккумуляції радіонукліда разом зі зростанням його об'ємної активності у воді. У той же час, не спостерігається чіткої динаміки середньорічного вмісту ^{137}Cs для представників краснопірки звичайної. Проте нами виявлена тенденція до зменшення середньорічної питомої активності ^{137}Cs у представників окуня звичайного. Порівняльний аналіз свідчить, що краснопірка накопичує значно більше ^{90}Sr , ніж окунь, тоді як останній характеризується вищими рівнями ^{137}Cs у перші роки спостережень. Такі відмінності можуть бути пов'язані з біологічними особливостями видів, зокрема харчовою поведінкою, середовищем існування та фізіолого-біохімічними механізмами накопичення радіонуклідів. Наші дослідження також показали, що станом на 2024 р. рівні вмісту ^{90}Sr та ^{137}Cs в десятки разів перевищують прийняті в Україні допустимі рівні вмісту радіонуклідів для рибної продукції [3].

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект № 2023.03/0156), Національної академії наук України, а також у співробітництві з Державним спеціалізованим підприємством «Екоцентр» Державного агентства України з управління зоною відчуження та Чорнобильським радіаційно-екологічним біосферним заповідником.

1. D.I. Gudkov et al. Biophysics. 55(2) (2010) 332.
2. О.Ye. Kaglyan et al. Hydrobiol. J. 59(2) (2023) 97.
3. Про затвердження Допустимих рівнів вмісту радіонуклідів Cs-137 і Sr-90 у продуктах харчування та питній воді (ДР-97). Наказ Міністерства охорони здоров'я України від 19.08.1997 № 255.

БЕТА-СПЕКТРОМЕТР НА БАЗІ КРЕМНІЄВОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ^{90}Sr

Г. Прокопюк, О. Жуков, І. Малюк, М. Стрільчук, В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Кращим методом вимірювання «чистих» бета-випромінюючих радіонуклідів є рідкосцинтиляційний метод [1], однак він потребує попереднього радіохімічного виділення.

У даній роботі ми пропонуємо простий експресний метод визначення активності ^{90}Sr в зразках чорнобильського походження. Цей метод базується на комбінації гамма-спектрометричного вимірювання активності ^{137}Cs в зразку та бета-спектрометричного визначення відношення активності $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ в тому ж зразку за допомогою кремнієвого детектора, що дає змогу визначати активність ^{90}Sr без застосування складних та часозатратних процедур радіохімічного виділення.

На базі напівпровідникового кремнієвого детектора ORTEC товщиною 2 мм, активною площею 300 мм^2 і модулів CANBERRA та ORTEC було створено бета-спектрометричну систему для ядерної експертизи та радіоекологічних вимірювань зразків чорнобильського походження.

За допомогою бібліотек Geant4 v. 11.2 [2] розроблено модель бета-спектрометра (рис. 1), яка враховує конструкцію кремнієвого детектора, геометрію та хімічний склад досліджуваного джерела. Модель враховує поглинання і розсіювання бета-частинок у джерелі та вимірювальній камері. Обробка бета-спектрів виконується програмою PhantomBeta за допомогою модельних спектрів, отриманих у Geant4, в якій підгоночними параметрами є активність джерела та невелике корегування нахилу калібрувальної кривої по енергії бета-частинок.

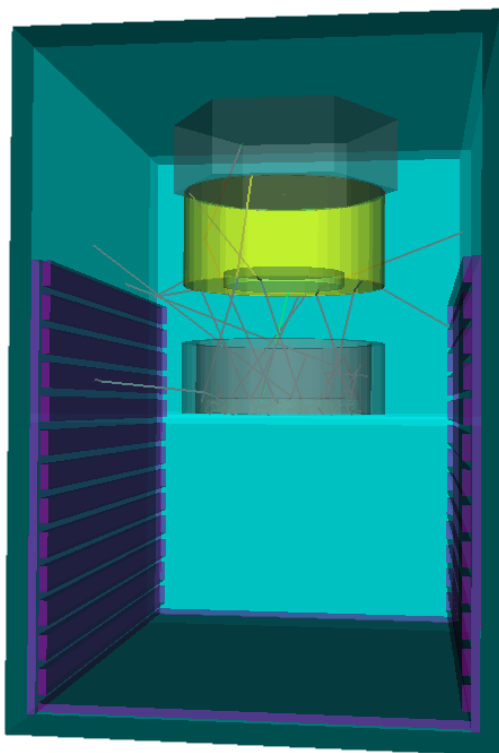


Рис. 1. Модель бета-спектрометра.

Для валідації моделі бета-спектрометра, програми обробки і запропонованого методу були проведені такі дослідження:

- вимірювання точкового гамма-спектрометричного калібрувального джерела ^{137}Cs , активна речовина якого знаходилася між поліетиленовими плівками товщиною 120 мкм, активністю 54200 ± 300 Бк. Отримане значення активності за допомогою модельного спектра становить: 53600 ± 600 Бк, що узгоджується в межах невизначеностей з паспортним значенням.

- вимірювання тонкого точкового джерела ^{137}Cs , активна частина якого покрита тонкою майларовою плівкою товщиною 6 мкм, яке було проведене для визначення енергетичної роздільної здатності детектора, що в подальшому використовувалася при генерації модельних спектрів. На рис. 2 представлено бета-спектр ^{137}Cs і його обробка. За результатами обробки конверсійних ліній було визначено роздільну здатність кремнієвого детектора.

- вимірювання бета-спектрів зразків з добре відомими хімічним складом, густиною та

товщиною (2 мм) – водних розчинів окремо ^{137}Cs та ^{90}Sr з подальшою обробкою однокомпонентних спектрів. Відношення визначених значень активностей $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ в цих зразках становило $1,05 \pm 0,03$.

- вимірювання в тій же геометрії бета-спектра змішаного зразка, створеного з однакових аліквот вищезгаданих водних розчинів ^{137}Cs та ^{90}Sr , товщиною 2 мм. Отримане в результаті обробки двоконпонентного бета-спектра співвідношення становило $1,04 \pm 0,03$, що свідчить про можливість визначення співвідношення ^{137}Cs та ^{90}Sr у невідомих зразках.

- гамма-спектрометричні та бета-спектрометричні (з використанням запропонованого методу) вимірювання реального зразка чорнобильського походження масою 1,98 г на германієвому та кремнієвому детекторах відповідно. Визначена гамма-спектрометричним методом активність ^{137}Cs

становила 960 ± 12 Бк. Бета-спектрометричні дослідження дали такі значення активностей: ^{137}Cs – 975 ± 30 Бк та ^{90}Sr – 390 ± 25 Бк.

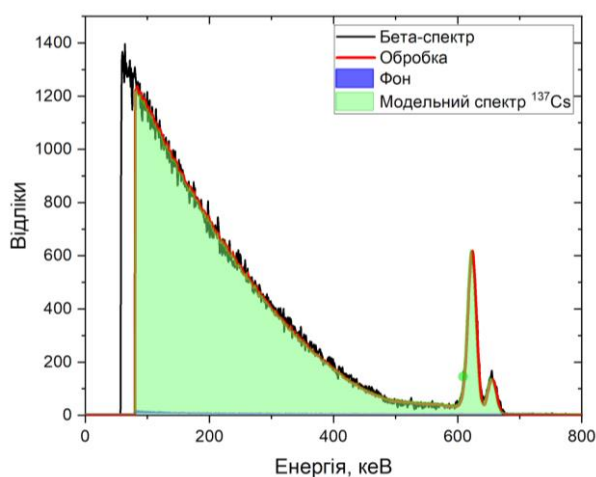


Рис 2. Спектр тонкого джерела ^{137}Cs .

Отримані результати мають практичне значення для задач ядерної криміналістичної експертизи та радіоекологічних досліджень.

Робота виконана за підтримки проєктів УНТЦ 9915 та 9916.

1. S. Vuchkan et al. Comprehensive studies of organic and inorganic adsorbents. RAP Conf. Proc. 6 (2021) 21.
2. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods A 506(3) (2003) 250.

ВОЛОГІСТЬ ТА РОЗПОДІЛ АКТИВНОСТІ РАДІОНУКЛІДІВ У ЛІСОВІЙ ПІДСТИЛЦІ ЯК ФАКТОРИ, ЩО ВИЗНАЧАЮТЬ ЕМІСІЮ РАДІОНУКЛІДІВ В АТМОСФЕРУ ПІД ЧАС ЛІСОВИХ ПОЖЕЖ

**В. П. Процак¹, Г. В. Лаптєв¹, Г. А. Деркач¹,
Н. М. Прокопчук², Т. В. Гінчук¹, І. М. Малоштан¹**

¹ Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

² Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

Коефіцієнт емісії (КЕ) радіонуклідів є одним із ключових параметрів, що дає змогу кількісно оцінити рівень викидів радіонуклідів в атмосферу при природних пожежах на радіоактивно забруднених територіях. Він виражається у відсотках і представляє собою частину радіонуклідів, що вивільняються в атмосферу, порівняно з їхнім загальним запасом у біомасі, що згорає. Відомо, що КЕ є змінною величиною, яка залежить від ряду факторів. Серед основних факторів є вологість паливної біомаси та розподіл радіонуклідів в елементах і об'ємі біомаси. У сухій біомасі температура горіння є вищою, що підвищує ефективність вивільнення радіонуклідів. Основним паливним матеріалом для лісових пожеж є підстилка. Вологість шарів підстилки значною мірою визначає ступінь її вигорання, а відповідно і величину емісії радіонуклідів в атмосферу. На рис. 1 наведені фото наслідків двох лісових пожеж у зоні відчуження з різним ступенем вигорання лісової підстилки.



Рис. 1. Наслідки пожеж з різним ступенем вигорання підстилки:
ліворуч – вигорів тільки верхній шар підстилки; *праворуч* – підстилка вигоріла до мінерального шару ґрунту.

Відповідно для оцінки викидів радіонуклідів в атмосферу під час лісових пожеж важливо знати не тільки питому активність у біомасі, а й розподіл активності радіонуклідів в її складових елементах. У даній роботі наводяться результати досліджень природної вологості шарів лісової підстилки та розподілу запасів активності ^{137}Cs , ^{90}Sr та ^{241}Am у шарах підстилки та ґрунті. Дослідження проводилися на експериментальній ділянці соснового лісу в зоні відчуження в районі н.п. Копачі. Дана територія характеризується суперпозицією паливної і конденсаційної компонент чорнобильського радіоактивного забруднення. Пробовідбір зразків підстилки здійснювався з площі 25×25 см. Протягом 2024 р. було здійснено п'ять відборів проб, кожен з трьома повтореннями. Під час пробовідбору підстилка розділялася за морфологічними шарами: L0 – верхній опадовий, L1 – середній ферментативний та L2 – нижній гуміфікований. Відбір ґрунту здійснювався циліндричним пробовідбірником діаметром 6 см на глибину 20 см. Відібраний Kern ґрунту розділявся на шари: 0 - 1, 1 - 2, 2 - 5, 5 - 10, 10 - 15, 15 - 20 см. Шар ґрунту 0 - 1 см розділявся ситовим методом на органічну і мінеральну складові.

Аналіз отриманих результатів показав, що співвідношення вологості шарів лісової підстилки зазнає значних коливань упродовж року (рис. 2). Для шару L0 зафіксовані значення вологості знаходилися в інтервалі 10 - 130 %, для L1 – 10 - 175 %, для L2 – 20 - 90 %. Очевидно, що вологість шарів підстилки значною мірою зумовлена погодними умовами, що передували даті відбору зразків. Тим не менш, отримані результати вказують на існування періодів з низькою вологістю усіх трьох шарів підстилки, що є сприятливою умовою до їхнього повного вигорання у разі пожежі.

Усереднений розподіл запасів активності радіонуклідів у шарах підстилки та верхньому шарі ґрунту на експериментальному майданчику наведено на рис. 3. Аналіз отриманих результатів вказує, що розподіл радіонуклідів між шарами підстилки не є пропорційним, а основний запас радіонуклідів зосереджений у нижньому гуміфікованому шарі підстилки L2.

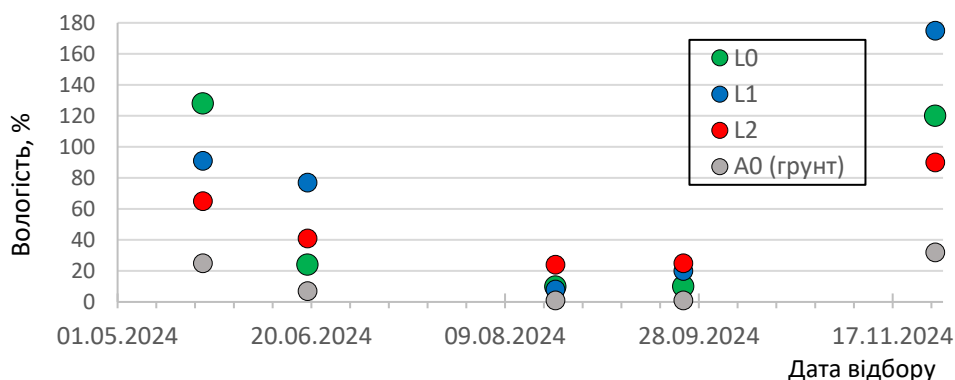


Рис. 2. Значення природної вологості шарів підстилки під час пробовідборів упродовж року.

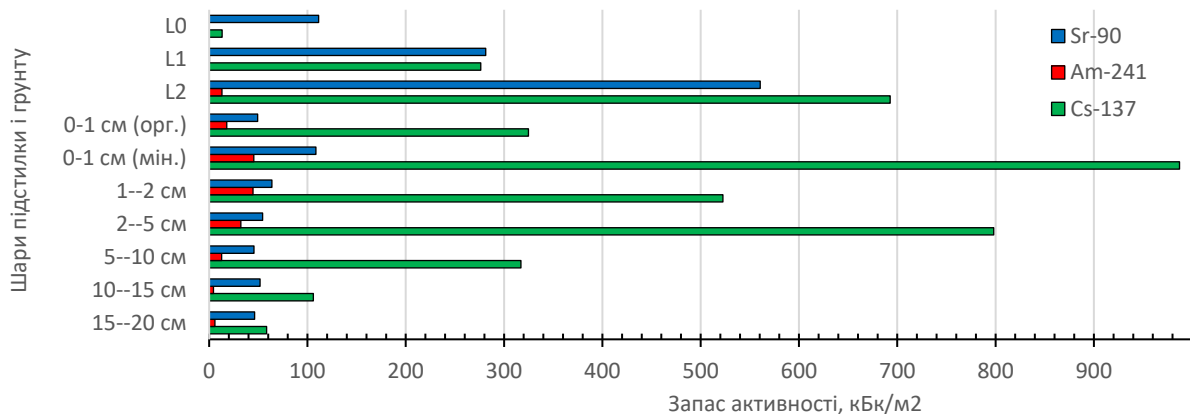


Рис. 3. Розподіл запасу радіонуклідів у шарах підстилки та ґрунту на експериментальному майданчику.

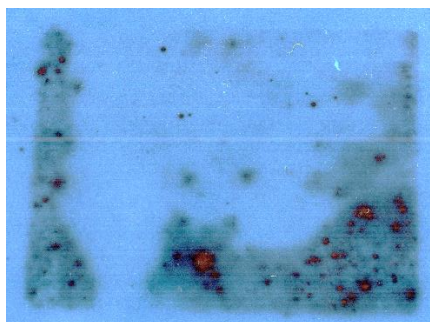


Рис. 4. Радіографія нижнього гуміфікованого шару лісової підстилки, відібраного на експериментальному майданчику.

Для ^{137}Cs розподіл запасу активності у шарах підстилки становив: L0 – 1,3 %, L1 – 28,1 %, L2 – 70,5 %. Для ^{90}Sr : L0 – 11,7 %, L1 – 29,5 %, L2 – 58,8 %. Для ^{241}Am : L0 – 0,1 %, L1 – 2,4 %, L2 – 97,5 %. Відповідно емісія радіонуклідів і їхнє співвідношення в аерозолі під час лісових пожеж значною мірою буде визначатися ступенем вигорання саме нижніх шарів підстилки. Переважний запас ^{241}Am у гуміфікованому шарі підстилки швидше за все пов'язаний не з кореневим надходженням, а зумовлений механічним переносом ^{241}Am з верхнього шару ґрунту завдяки діяльності мікроорганізмів. Це підтверджується виявленням

за допомогою методу радіографії значної кількості паливних часток розміром 1 - 5 мкм саме у нижньому гуміфікованому горизонті підстилки (рис. 4).

Наявність значного числа дрібнодисперсних паливних часток у нижніх шарах підстилки на території зони відчуження потребує оцінки їхнього можливого виносу конвективними струменями в атмосферу у разі лісових пожеж.

АНАЛІЗ ДИНАМІКИ ПОКАЗНИКІВ КОМПЛЕКСНОГО РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ В ЗОНІ ВПЛИВУ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ТИПУ ВВР-М ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ В 2021 - 2024 РР.

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

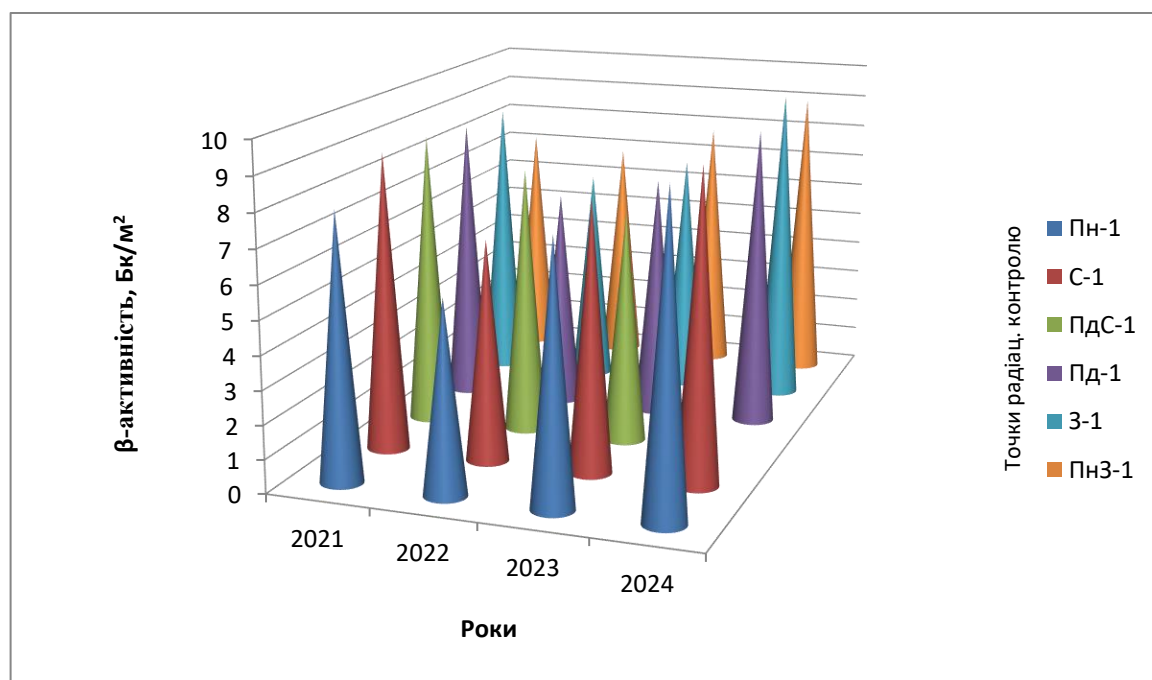
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Починаючи з пуску ядерного дослідницького реактора типу ВВР-М (ДЯР ВВР-М) 12 лютого 1960 р. і до сьогоднішнього часу проводиться регламентний радіаційний моніторинг на території санітарно-захисної зони (СЗЗ) і зони спостереження (ЗС).

Радіаційний контроль (РК) за впливом ДЯР ВВР-М на довкілля у 2021 - 2024 рр. проводився відповідно до «Положення з радіаційного контролю об'єктів навколишнього природного середовища в санітарно-захисній зоні та зоні спостереження дослідницького ядерного реактора ВВР-М НАН України», узгодженим у Головному управлінні Держпродспоживслужби у м. Києві.

Контролюються рівні загальної β -активності в атмосферних опадах, осідаючому пилу та воді з основних колекторів Інституту ядерних досліджень (ІЯД) НАН України, а також вміст основних радіонуклідів техногенного походження (насамперед, ^{137}Cs) у ґрунті та рослинності. Також проводяться вимірювання концентрацій β -активних аерозолей у приземному шарі атмосферного повітря та потужностей амбієнтного еквіваленту дози (ПАЕД) γ -випромінювання в контрольних точках. З метою спостереження за радіаційним забрудненням ґрунтів у зоні аерації визначається вміст ^{137}Cs у зразках ґрунту, відібраних зі спостережних свердловин на території майданчика ВВР-М [1].

На рисунку наведено динаміку β -активності осідаючого пилу і атмосферних випадань у 2021 - 2024 рр.



Динаміка щільності випадінь β -активних радіонуклідів з осідаючим пилом та атмосферними опадами на території СЗЗ ДЯР ВВР-М.

Середні рівні концентрацій β -активних аерозолей в атмосферному повітрі визначалися у контрольній точці (корпус № 30 на території СЗЗ ДЯР ВВР-М) з витримкою зразків до вимірювань протягом однієї доби і становили у 2021 р. – $(6,1 \pm 1,8) \cdot 10^{-5}$ Бк/л, у 2022 р. – $(6,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-5}$ Бк/л, у 2023 р. – $(4,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-5}$ Бк/л, у 2024 р. – $(7,5 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$ Бк/л.

Значення загальної питомої β -активності скидних вод з основних колекторів ІЯД НАН України коливалися в межах від $0,32 \pm 0,1$ до $1,3 \pm 0,39$ Бк/л.

Результати вимірювань ПАЕД γ -випромінювання та вмісту радіонукліда ^{137}Cs у зразках ґрунту та рослинності в контрольних точках СЗЗ і ЗС ДЯР ВВР-М наведено в таблиці.

**Динаміка рівнів ПАЕД γ -випромінювання та вмісту радіонукліда ^{137}Cs
у зразках ґрунту та рослинності у 2021 - 2024 рр.**

Показники	2021 р.	2022 р.	2023 р.	2024 р.
Середні значення питомої активності радіонуклідів ^{137}Cs у зразках ґрунту зі спостережних свердловин, Бк/кг	0,38±0,12	0,52±0,16	0,38±0,12	0,38±0,12
Середні значення ПАЕД γ -випромінювання в стаціонарних точках РК (на відстані 1 м від поверхні ґрунту), мкЗв/год:				
– СЗЗ;	0,123 ± 0,03	0,131 ± 0,03	0,121 ± 0,03	0,136 ± 0,03
– ЗС (радіус 2 км від ВТ реактора);	0,126 ± 0,03	0,136 ± 0,03	0,126 ± 0,03	0,120 ± 0,03
– ЗС (радіус 5 км від ВТ реактора)	0,125 ± 0,03	0,136 ± 0,03	0,115 ± 0,03	0,110 ± 0,03
Середні значення питомої активності радіонукліда ^{137}Cs у зразках ґрунту, Бк/кг:				
– СЗЗ;	49 ± 15	62 ± 18	43 ± 13	46 ± 14
– ЗС (радіус 2 км від ВТ реактора);	60 ± 18	59 ± 18	47 ± 14	55 ± 17
– ЗС (радіус 5 км від ВТ реактора)	27 ± 8	32 ± 10	68 ± 21	48 ± 15
Середні значення питомої активності радіонукліда ^{137}Cs у зразках рослинності, Бк/кг (зольний залишок):				
– СЗЗ;	4,5 ± 1,4	3,0 ± 0,9	4,7 ± 1,4	3,6 ± 1,1
– ЗС (радіус 2 км від ВТ реактора);	2,5 ± 0,8	3,1 ± 1,0	3,0 ± 0,9	2,4 ± 0,7
– ЗС (радіус 5 км від ВТ реактора)	5,8 ± 1,8	6,2 ± 1,9	9,3 ± 2,8	4,4 ± 1,3

Отримані результати радіаційного моніторингу свідчать про те, що порівняно з попередніми роками у 2021 - 2024 рр. не було виявлено достовірного перевищення значень контрольованих параметрів [2 - 4]. Суттєвий фактичний матеріал багаторічних спостережень радіаційного стану на території СЗЗ та ЗС ДЯР ВВР-М дає підстави зробити висновок про відсутність техногенного забруднення об'єктів довкілля внаслідок його експлуатації.

1. О.В. Гайдар та ін. Ядерна та радіаційна безпека 1(89) (2021) 21.
2. І.О. Павленко та ін. Ядерна енергетика та довкілля 2(17) (2020) 102.
3. І.О. Павленко та ін. Ядерна фізика та енергетика 21(1) (2020) 58.
4. В.В.Тришин та ін. Ядерна фізика та енергетика 11(2) (2010) 165.

ПОРІВНЯЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ БЕЗПОСЕРЕДНЬОГО ТА ВІДТЕРМІНОВАНОГО НИЗЬКОІНТЕНСИВНОГО ХРОНІЧНОГО ОПРОМІНЕННЯ НА РЕАЛІЗАЦІЮ РАДІОАДАПТАЦІЇ *CLADOSPORIUM CLADOSPORIOIDES*

Т. І. Тугай^{1,2}, А. В. Тугай^{1,2}, В. О. Желтоножський³,
Л. В. Садовніков³, Н. М. Сергійчук¹, О. Б. Поліщук⁴

¹ Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

² Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

⁴ Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Після аварії на ЧАЕС багатомільйонне населення територій, які зазнали радіоактивного забруднення з аварійного реактора, та всі представники біоти, які мешкають на цих територіях, перебувають під впливом хронічного опромінення. Через майже 40 років після Чорнобильської катастрофи особливої актуальності набуло дослідження ефектів хронічного опромінення за низьких потужностей дози та формування радіоадаптації в усіх представників біоценозу. У такій ситуації особливої уваги потребує вивчення біологічної ефективності хронічного опромінення, особливо його стохастичних ефектів, яке може призводити до мікроеволюційних процесів у популяціях мікобіоти, як відомо, вона є первинною ланкою багатьох трофічних ланцюгів та постійною і активною компонентою біогеоценозу та відіграє значну роль у перемішуванні різного роду поживних речовин та деяких мікроелементів у ґрунті, включаючи радіонукліди. Якщо розглядати поняття малих доз з точки зору безпорогової теорії, при стохастичних ефектах, від дози залежить не інтенсивність ефекту, а лише його вірогідна частота. Найбільш складним є дослідження гормезисних ефектів.

Внаслідок Чорнобильської катастрофи у ґрунтах Зони відчуження ЧАЕС досі дозоутворюючими залишаються такі радіонукліди як ¹³⁷Cs, ⁹⁰Sr, ²³⁸⁻²⁴⁰Pu та ²⁴¹Am, що перетворило її на один із найбільших у світі полігонів для дослідження наслідків дії хронічного опромінення на біоту [1]. Незважаючи на значний обсяг цих досліджень, ще не з'ясовано багато питань щодо механізмів формування адаптаційних процесів у мікроміцетів за дії низькоінтенсивного хронічного опромінення.

Для мікроміцетів характерна швидка зміна генерацій, що робить їх зручною моделлю для вивчення ефектів хронічного опромінення у низці генерацій, встановлення прямих та віддалених ефектів хронічного іонізуючого опромінення.

Метою роботи було вивчення адаптаційних процесів що сформувалися в пост-радіаційних генераціях *Cladosporium cladosporioides* з ознакою позитивного радіотропізму завдяки особливостям функціонування ферментативної складової їхньої антиоксидантної системи.

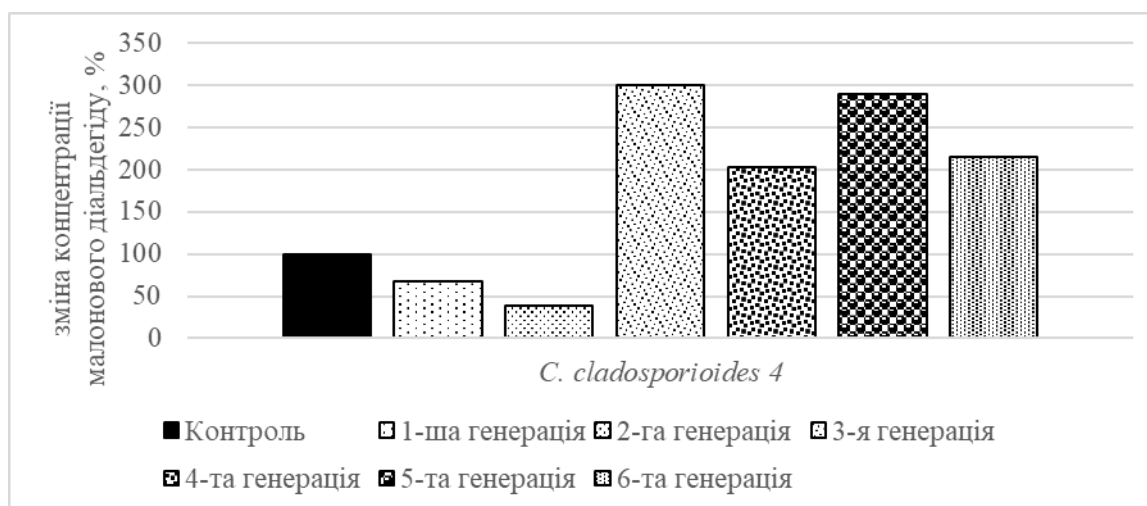


Рис. 1. Вміст малонового діальдегіду за оптимальних умов росту.

Встановлено, що у низці пост-радіаційних генерацій штаму *C. cladosporioides* з позитивним радіотропізмом певним чином відбувається наслідування взаємопов'язаного характеру змін прооксидантної та антиоксидантної систем, які направлені на підтримання окисно-відновного гомеостазу [2]. На противагу цьому, у пост-радіаційних генераціях контрольного штаму

спостерігається збільшення перекисного окиснення ліпідів, переважно триснових кон'югатів та малонового діальдегіду (рис. 1) та зменшення активності супероксиддисмутази (рис. 2) та каталази, тобто підвищення активності прооксидантних процесів не супроводжується збільшенням активності антиоксидантних процесів.

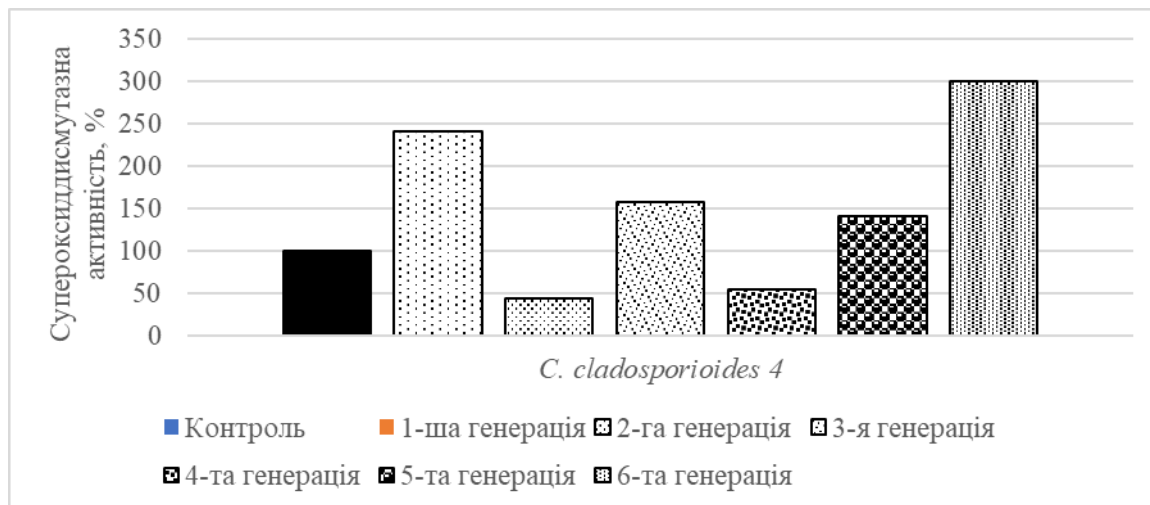


Рис. 2. Супероксиддисмутазна активність за оптимальних умов росту.

Отримані дані свідчать, що одним з механізмів, що забезпечує адаптацію до умов хронічного опромінення як у батьківського штаму *C. cladosporioides* з позитивним радіотропізмом, так і у пост-радіаційних генерацій штаму, що не мав такої властивості є певний алгоритм швидкого підтримання окисно-відновного балансу, можливо, це прояв епігенетичного механізму адаптації [3].

1. В.А. Гайченко. Радіаційна адаптація як один із факторів мікроеволюційного процесу в популяціях тварин. Ядерна фізика та енергетика 14(1) (2013) 51.
2. А.В. Тугай та ін. Швидкість радіального росту та активність ферментів антиоксидантного захисту у трьох пострадіаційних генерацій *Cladosporium cladosporioides*. Ядерна фізика та енергетика 18(1) (2017) 68.
3. J. Zhu et al. Effect of ionizing radiation on the bacterial and fungal endophytes of the halophytic plant *Kalidium schrenkianum*. Microorganisms 9 (2021) 1050.

ЗМІНИ АНАТОМО-МОРФОЛОГІЧНИХ ТА РЕПРОДУКТИВНИХ ПОКАЗНИКІВ ОЧЕРЕТУ ЗВИЧАЙНОГО *PHRAGMITES AUSTRALIS* У ВОДОЙМАХ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

Н. Л. Шевцова, В. В. Беляєв, С. П. Пришляк, Д. І. Гудков

Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

Проведено анатомо-морфометричні дослідження одного з органів репродукції рослини, а саме, волоті, домінуючого виду фітоценозів повітряно-водних рослин водойм чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) – очерету звичайного *Phragmites australis* (Cav.) Trin. ex Steud. Дослідження виконували на найбільш забруднених водоймах ЧЗВ – озерах Глибоке, Азбучин, Далеке, Янівському затоні р. Прип'ять, а також чотирьох залишкових водоймах, що утворилися в межах колишньої акваторії водойми-охолоджувача (ВО) Чорнобильської АЕС (ЧАЕС) після зниження рівня води. Умовно контрольною водоймою на території ЧЗВ було оз. Плютовище, розташоване на відстані 17 км від ЧАЕС, яке характеризувалося порівняно невисокими рівнями радіонуклідного забруднення.

Вимірювання питомої активності ^{137}Cs у воді, донних відкладах і рослинах виконували за допомогою γ -спектрометричного комплексу Mirion Technologies – Canberra (Японія). Визначення вмісту ^{90}Sr виконували з використанням спектрометра енергії бета-випромінювання СЕБ-01-70 (Україна). Похибка вимірювань становила 15 - 25 %. Розраховане стандартне відхилення повною мірою характеризувало варіації вибірки згідно з [1]. Потужність поглиненої дози (ППД) іонізуючого випромінювання на рослини визначали з використанням коефіцієнтів перерахунку, рекомендованих [2] на основі даних питомої активності ^{90}Sr і ^{137}Cs у воді, донних відкладах в заростях повітряно-водних рослин полігонних водойм, а також у рослинах загалом.

У очерета звичайного – рослини з дуже високими адаптаційним потенціалом і генетичним різноманіттям [3, 4] є два органи репродукції – корені, що відповідають за вегетативний спосіб розмноження, та волоті з зернівками, що відповідає за статевий спосіб розмноження рослини та генетичне різноманіття особин у межах виду. Генетичне різноманіття представлене різноманітністю алелей, присутніх усередині популяції. І якщо ген є фундаментальною одиницею спадковості, то алелі – його специфічні версії. Джерелом нових алелей є мутації, зміни у послідовностях ДНК тощо. У результаті статевого розмноження особини можуть мати різні комбінації алелів для кожного гена і це забезпечує його генетичне різноманіття, що є важливим для зберігання та розширення адаптаційного потенціалу популяції до можливих змін навколишнього середовища [5].

На сучасному етапі для очерету звичайного реєструється зменшення розмірів волоті у водоймах, де потужність внутрішньої поглиненої дози на рослину становить від 15 до 84 мкГр/доба, а відсоткова частка дози від інкорпорованого ^{90}Sr суттєво перевищує 50 %. Наприклад, порівняно з попередніми періодами спостережень, а саме – до початку зниження рівня води у ВО ЧАЕС наприкінці 2014 р., розміри волоті очерету з оз. Азбучин (що зазнавало гідрологічного підпору ВО, і рівень води в якому також знизився) зменшилися майже у 2 рази та становлять у середньому 15 см, порівняно з 32 см у періоді 2008 - 2014 рр. [6, 7].

Морфометричні показники волоті очерету з інших досліджуваних водойм знаходяться майже за мінімальною межею для лінійних значень, що притаманні волоті очерету за оптимальних умов існування [6], та коливаються у межах 17 - 34 см для довжини і 2,14 - 5,84 см для ширини волоті.

У рослин з майже усіх полігонних водойм ЧЗВ продовжуємо реєструвати практично повну стерильність волотей. Фактична продуктивність волоті очерету звичайного у 2023 р. не перевищувала 11 %, навіть у рослин з оз. Плютовища, де ППД на рослину на два порядки менше за порогове значення для біоти.

Насіннєвий репродукційний потенціал очерету звичайного водойм ЧЗВ, де рослини отримують дозове навантаження у діапазоні ППД 1,3 — 84 мкГр/доба, є критично низьким, вважаючи на суттєве зменшення анатомо-морфометричних показників одного з органів репродукції очерету – волоті, та її майже повну стерильність.

Практичне виключення статевого способу розмноження очерету може призвести до дисбалансу у підтриманні генетичного різноманіття популяцій очерету водойм ЧЗВ, зменшити можливість обміну генетичним матеріалом між окремими ценозами рослин і, за умови збереження такої тенденції надалі, спричинити послаблення їхніх пристосувальних можливостей та звуження меж адаптаційного потенціалу виду.

Втрата генетичного різноманіття окремими популяціями очерету водойм ЧЗВ робить його особливо вразливим до інших стресових для рослини чинників та може призвести до зменшення можливостей пристосування до нових умов існування (змін температури, хімічного складу, гідрологічного режиму тощо), появи нових для виду шкідників чи до виникнення нетипових захворювань. У зв'язку з цим дослідження змін репродуктивних органів очерету, що відповідають за його статеве розмноження є ще однією ланкою у дослідженнях генетичних змін рослин, що знаходяться в умовах тривалого опромінення малими дозами.

1. Л. Закс. *Статистическое оценивание* (Москва: Статистика, 1976) 503 с.
2. ICRP Publication 136. Dose coefficients for non-human biota environmentally exposed to radiation. [Ann. ICRP 46\(2\) \(2017\)](#).
3. Ю. Одум. *Экология*. Т. 2 (Москва: Мир, 1986) 376 с.
4. С. Гейны, К.М. Сытник (отв. ред.) *Макрофиты – индикаторы изменений природной среды* (Киев: Наук. думка, 1993) 434 с.
5. Д.М. Гродзинский. *Адаптивная стратегия физиологических процессов растений* (Киев: Наук. думка, 2013) 302 с.
6. J.-C. Barescut. ECORAD 2008 – Radioecology and Environmental Radioactivity. [Radioprotection 44\(5\) \(2009\)](#).
7. D. Gudkov et al. Aquatic Biota within the Chernobyl Accident Exclusion Zone: Consequences of the Long-Term Radiation Exposure. In: C. Mothersill, V. Korogodina, C. Seymour (Eds.). *Radiobiology and Environmental Security*. NATO Science for Peace and Security Series C: Environmental Security (Dordrecht, Springer, 2012) p. 233.

РЕДОКС-РЕГУЛЯЦІЯ ФУНКЦІЙНОСТІ ПРОТЕАСОМИ ЗА ДІЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ

Т. Р. Андрійчук, Т. В. Коваль, О. С. Костюк, Н. Г. Ракша

*Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»
Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

На сьогодні численні наукові дослідження свідчать про важливу роль оксидативного стресу у патогенезі променевого ураження. Відомо, що активні кисневі метаболіти зумовлюють не лише активізацію процесів пероксидації ліпідів, порушення структурної організації нуклеїнових кислот, але й окиснювальну деструкцію білкових молекул. Тобто, вільні радикали та продукти перекисного окиснення ліпідів можуть впливати самі і виступати як фактори ініціації окиснювальної модифікації білків, що викликає порушення конформації та функціонування як розчинних, так і мембранозв'язаних ферментних комплексів, рецепторів, іонних каналів тощо та супроводжується значними змінами метаболізму клітини. Зростання внутрішньоклітинного вмісту окиснених білків може бути раннім критерієм ураження тканин активними кисневими метаболітами. Наразі доля окиснених білків може визначатися за рядом сценаріїв, серед яких принциповим є їхня підвищена чутливість до протеолізу, що здійснюється за допомогою протеасомо-опосередкованої деградації. Водночас власне і протеасоми, як великі мультиферментні білкові комплекси, підлягають окисним модифікаціям, зокрема внаслідок утворення карбонільних похідних, продуктів S-глютаціоналіювання та глікоксидації, а також під впливом продуктів окиснення ліпідів – 4-HNE. Мета роботи: оцінити ступінь окисної модифікації білків та визначити рівень протеасомної активності за умов оксидативного стресу, індукованого дією іонізуючої радіації.

Аналіз отриманих результатів засвідчив, що, починаючи з 30 хв після дії променевого чинника, спостерігається дозозалежне підвищення ступеня окисної модифікації білків у лімфоцитах тимуса щурів за опромінення в дозах 1,0 та 7,78 Гр. Водночас у параметрах нашого експерименту відзначено, що протеасомна активність у лімфоцитах тимуса щурів через 30 хв після дії іонізуючої радіації знижується за обох досліджуваних доз. Одержані дані корелюють з виявленими нами ранніми змінами рівня активних кисневих метаболітів у популяції лімфоцитів тимуса щурів за дії променевого чинника. Отже, в умовах активізації оксидативного стресу, спричиненого дією іонізуючої радіації, уможливується зниження протеасомної активності як власне за рахунок модифікацій субодиниць комплексу за участі активних кисневих метаболітів, так і вірогідного накопичення окисно-модифікованих білків, що зменшують деградаційний потенціал протеасомо-опосередкованого процесу.

COMBINED EFFECTS OF IONIZING RADIATION AND PRIMARY SUCCESSION ON POPULATIONS OF MOUSELIKE RODENTS INHABITING FORMER ChNPP COOLING POND

O. Burdo¹, N. Riabchenko¹, A. Lypska¹, H. Ishiniwa², D. Vyshnevskiy³

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

² *School of Environment and Sustainability, Mukogawa Women's University, Japan*

³ *University of Groningen, Groningen, Netherlands*

The investigation was initiated in 2018, four years after the decommissioning of the ChNPP Cooling Pond (CP) commenced, and is ongoing till now. Following the initiation of the ChNPP CP decommissioning, the water level in the cooling pond gradually declined, exposing the pond bottom sediments with radioactive materials and creating new areas for primary succession and habitat formation for wildlife. Direct precedent for the planned decommissioning of a cooling pond affected by significant radioactive contamination is absent, highlighting the need for dedicated research and monitoring.

This study aims to investigate the combined effects of ionizing radiation and ecological succession processes.

Three test sites were selected: No. 1 – on the former bank, representing a stable and mature ecosystem, No. 2 and No. 3 – on the contaminated former bottom of the CP at different stages of ecological succession.

The results of radioecological studies at the test sites are referenced in [1].

Small rodents were captured using Sherman live traps arranged in line transects. For each animal, the level of incorporated ¹³⁷Cs was measured in the whole body, and ⁹⁰Sr was measured in the femur.

To calculate the internal dose of ¹³⁷Cs, the dose coefficient, we used the BiotaDC program (<http://biotadc.icrp.org/>). The internal dose of ⁹⁰Sr was calculated using the dose coefficient for the “Rat” model organism as provided in ICRP Publication 136.

The effect of radiation exposure on bone marrow was evaluated by measuring the frequency of micronucleated polychromatic erythrocytes and the ratio of polychromatic erythrocytes to normochromatic erythrocytes.

In *Myodes glareolus*, the key species in this study, individuals collected from the control site (No. 1) exhibited total absorbed doses ranging from 1.74 to 46.2 µGy/day, with ⁹⁰Sr contributing 49 - 96 % of the dose. In contrast, at sites No 2 and No 3, ¹³⁷Cs was the predominant contributor, accounting for 76 - 93 % of the total dose.

In *Apodemus flavicollis*, another major species in our study, individuals collected from sites No. 2 and No. 3 during 2018 and 2019 showed total absorbed doses ranging from 3.7 to 219.2 µGy/day. At these sites, ¹³⁷Cs was the dominant contributor, accounting for 63 - 97 % of the total dose, while ⁹⁰Sr contributed the remainder.

Most of the total absorbed dose is attributed to incorporated radionuclides. Data from the 2019 capture show that the level of incorporated strontium may be influenced by the age of the animal.

The observed increase in the frequency of PCE-MN and the substantial rise in the cytotoxicity index during 2018 - 2019 suggest that ionizing radiation has a detrimental effect on the bone marrow cells, impairing the maturation and differentiation of erythroid cells.

1. A. I. Lypska et al. Nucl. Phys. At. Energy 23 (2022) 263.

ГЕМАТОЛОГІЧНІ ПОКАЗНИКИ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ ЗА ВПЛИВУ РАДІОНУКЛІДНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

О. Б. Ганжа, В. В. Павловський, Н. К. Родіонова, А. І. Липська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження проведено на дрібних гризунах із території Чорнобильської зони відчуження, що характеризується різним рівнем забруднення радіонуклідами, зокрема ^{137}Cs та ^{90}Sr . У даних умовах існування тварини прямо чи опосередковано зазнають впливу опромінення, що відображається, перш за все, на високочутливій до радіаційного чинника системі кровотворення. Гематологічні показники чітко характеризують загальний стан функціонування організму, мають діагностичну і прогностичну значущість у разі виникнення патологічних процесів, що дає змогу встановити рівень реакційної здатності організму за впливу стресових чинників оточуючого середовища, одним з яких є іонізуюче випромінювання.

У роботі визначено та проаналізовано показники периферичної крові мишоподібних гризунів виду *Myodes glareolus* (нориця руда), при моделюванні натурних експериментів зі зміною радіаційних умов проживання тварин, у співставленні з показниками проведених спектрометричних вимірювань.

Досліджено кількісні та якісні гематологічні показники. Підраховано та проаналізовано склад лейкограм, вміст лейкоцитів і еритроцитів у периферичній крові тварин. Кількість формених елементів периферичної крові визначено пробірковим методом із застосуванням камери Горяєва. Підрахунок лейкоцитарної формули здійснено при світловій імерсійній мікроскопії, проаналізовано по 200 клітин у фарбованих за Папенгеймом мазках крові.

Для визначення активності радіоізоотопу ^{90}Sr у скелеті тварин проведено спектрометричні дослідження зразків стегнових кісток мишоподібних гризунів. Здійснено обробку та аналіз отриманих спектрів за допомогою спеціалізованого програмного забезпечення «BetaFit» для розрахунку відповідних значень питомої активності ізоотопу ^{90}Sr у кістках мишоподібних гризунів. Також проведено спектрометричні вимірювання для розрахунку питомої активності ^{137}Cs у тілі тварин.

Дослідження 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».

Підсумовуючи отримані результати дослідження, встановлено залежність вмісту деяких показників у периферичній крові особин нориці рудої від показників питомої активності ^{137}Cs у тілі та питомої активності ^{90}Sr у кістках для тварин, які згідно із завданнями експерименту були переміщені в умови збільшення радіаційного навантаження. При проведенні аналізу виявлено, зокрема, що рівень атипових лімфоцитів має доволі високий кореляційний зв'язок з дозою опромінення, що вказує на наявність прямих пошкоджень, зумовлених інкорпорованими радіонуклідами на рівні стовбурового пулу кровотворення.

Таким чином, негативні зміни в периферичній крові свідчать про напруженість у роботі імунної системи мишоподібних гризунів, що може впливати на зниження імунного захисту організму тварин внаслідок опромінення радіонуклідами, зокрема ^{137}Cs та ^{90}Sr .

ОСОБЛИВОСТІ ПРОЯВУ ПУХЛИННО-ІНДУКОВАНОГО ЕФЕКТУ СВІДКА В ОСІБ, ХВОРИХ НА ГЛІОБЛАСТОМУ

О. М. Демченко¹, С. Р. Рушковський^{1,2}, О. В. Земскова³, Д. А. Курінний¹

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

² Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»

Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

³ ДУ «Інститут нейрохірургії ім. акад. А. П. Ромоданова Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

Вступ. Гліобластоми є найпоширенішими і найагресивнішими первинними пухлинами головного мозку у дорослих [1]. Одним з основних методів лікування гліобластом є променева терапія, успішність і безпечність якої, не останньою мірою, залежить від особливостей прояву в немалігнізованих клітин хворих мішеневих та немішеневих ефектів іонізуючого опромінення [2, 3]. При оцінці даних ефектів не враховується факт впливу самих пухлинних клітин на здорові, які можуть знаходитися навіть на великій відстані від пухлини. Такий феномен отримав назву пухлинно-індукованого ефекту свідка (*tumor-induced bystander effect – TIBE*) за аналогією з радіаційно-індукованим ефектом свідка (*radiation-induced bystander effect – RIBE*). TIBE (як і RIBE) здатен спричиняти додаткові пошкодження ДНК у немалігнізованих клітинах і впливати на їхню радіочутливість [4, 5].

Мета. Дослідити вплив гліобластоми на зміни частоти і спектра аберацій хромосом, показників пошкодження ДНК і рівня апоптозу в інтактних та опромінених лімфоцитах периферичної крові пацієнтів.

Методи дослідження. Культивували зразки венозної крові 15 умовно здорових волонтерів (далі група порівняння) та 23 хворих на гліобластому. Приготування хромосомних препаратів та їхній аналіз проводили стандартними методами. Перед початком культивування частину зразків піддавали дії гамма-випромінювання в дозі 1,0 Гр (випромінювач IBL-237C з потужністю 2,34 Гр/хв). За допомогою методу нейтрального Comet assay оцінювали відносний рівень пошкодження ДНК (показник tail moment – ТМ) та частоту клітин у стані апоптозу (атипові «комети» – АС).

Результати. Порівняння цитогенетичних даних при культивуванні неопромінених лімфоцитів периферичної крові (ЛПК) умовно здорових волонтерів та хворих на гліобластому показало, що середні частоти аберацій хромосом на 100 клітин дорівнювали $1,65 \pm 0,35$ та $7,88 \pm 1,57$ відповідно ($p < 0,01$), що свідчить про чіткий прояв TIBE у пацієнтів. Після опромінення рівень аберацій хромосом виріс і становив у групі порівняння $20,97 \pm 0,89$, а в групі хворих $24,46 \pm 2,53$ на 100 клітин. Ця різниця не досягала статистичної значущості ($p > 0,05$).

Результати Comet assay показали, що в неопромінених ЛПК хворих на гліобластому середні значення ТМ пацієнтів становили $6,99 \pm 0,98$, що істотно відрізняється від ТМ групи порівняння $4,26 \pm 0,30$ ($p < 0,05$). Після опромінення ЛПК умовно здорових волонтерів значення ТМ зросло до $12,86 \pm 0,74$, а у хворих на гліобластому було статистично значно нижче ($7,47 \pm 0,86$, $p < 0,05$). При аналізі апоптичної активності культур було відзначено статистично значуще переважання частоти АС в культурах ЛПК хворих на гліобластому ($13,32 \pm 2,38$ у хворих; $1,50 \pm 0,52$ в групі порівняння, $p < 0,05$). Після опромінення частота АС у культурах хворих зросла до $20,67 \pm 3,20$ і була вищою за частоту АС у культурах групи порівняння $3,56 \pm 0,71$ ($p < 0,05$).

Таким чином, виявлено особливості модифікуючого впливу TIBE на рівні пошкодження геному немалігнізованих клітин хворих та радіочутливості у пацієнтів. Отримані результати вказують, що найбільш чітко TIBE детектується при аналізі неопромінених лімфоцитів хворих. Опромінення зменшує або маскує вплив TIBE на рівень аберацій хромосом та показник пошкодженості ДНК (ТМ), але TIBE яскраво проявляється у вигляді збільшення клітин на стадії апоптозу в культурах ЛПК хворих на гліобластоми.

1. R. Lauren et al. A Review JAMA 329(7) (2023) 574.
2. E.P. Sulman et al. J. Clin. Oncol. 35(3) (2017) 361.
3. A.R. John et al. Pract. Radiat. Oncol. 6(4) (2016) 217.
4. C. Mothersill, C. Seymour. Radiat. Res. 155(6) (2001) 757.
5. M. Widel. Int. J. Med. Phys. Clin. Eng. Radiat. Oncol. 5 (2016) 1.

АНАЛІЗ ДИНАМІКИ ^{90}Sr В ОРГАНІЗМІ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧНИХ РОЗРАХУНКІВ

І. П. Дрозд, В. В. Павловський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Антропогенне навантаження на довкілля актуалізує дослідження впливу полутантів різної природи, зокрема радіоактивних речовин. Серед них можна виділити ^{90}Sr , викиди якого у навколишнє середовище пов'язані з випробуваннями ядерної зброї та аваріями на об'єктах паливно-ядерного циклу. Особливою небезпекою радіаційного ураження, спричиненого радіонуклідом, є те, що потрапляючи до організму живих істот він накопичується у кістках та опромінює кістковий мозок, який відіграє важливу роль у кровотворенні [1]. Прикладом досліджень процесів радіонуклідного забруднення є дозиметрія дрібних гризунів з територій Чорнобильської зони відчуження за ситуацій опромінення ^{90}Sr у природних умовах. Для реалістичної оцінки процесів дозоутворення нами був проведений аналіз кінетики ізоотопу в організмі тварин.

Насамперед, оскільки виведення ^{90}Sr зі скелета мишоподібних гризунів відбувається набагато повільніше, ніж його накопичення, варто було б очікувати, що зі зростанням віку досліджуваних тварин вміст ізоотопу в кістках має зростати. Однак дані наших досліджень це не підтверджують. ^{90}Sr активно абсорбується у шлунково-кишковому тракті (ШКТ), але швидкість цього процесу знижується зі збільшенням віку тварин, до організму яких надходить ізоотоп. Вищий відсоток всмоктування ^{90}Sr у молодих тварин зумовлений високою потребою організму в елементах, задіяних у побудові скелета, таких як кальцій, аналогом якого є ^{90}Sr . У молодих особин рівень абсорбції ^{90}Sr може перевищувати 90 % [2]. Поглинання в ранньому віці є настільки великим, що механізми, які відповідають за дискримінацію ^{90}Sr в кишківнику, виражені дуже малою мірою або зовсім відсутні. Водночас, за спостереженнями, у тварин віком близько 1 року в ШКТ всмоктується лише близько 20 % ізоотопу. Зважаючи на це, можна зробити припущення, що абсорбція ^{90}Sr у ШКТ тварин експоненційно зменшується з віком від 90 % у тварин, щойно відлучених від самиці, до 20 % у тварин віком близько 1 року. Таку залежність, на нашу думку, можна вважати вірогідною, оскільки більшість кінетичних процесів сторонніх речовин, що потрапили до живого організму, відбувається за подібною закономірністю. Натомість, основний дозоутворюючий дочірній ізоотоп ^{90}Y , який надходить до ШКТ, будучи у стані рівноваги зі ^{90}Sr , зазнає у цих органах дискримінації і до організму надходить у незначній кількості.

Головними задачами досліджень в області внутрішньої дозиметрії, необхідними для оцінки дозових навантажень на тварин, є визначення вигляду вік-залежної функції зміни активності в органі, кількості радіоактивних розпадів у камері (органі, тканині, усьому тілі) за визначений час, а також ефективної енергії [3]. Саме для вирішення окреслених задач слід проаналізувати кінетику ^{90}Sr в організмі тварин після потрапляння до ШКТ.

Для вибірки мишоподібних гризунів нами було проведено вимірювання вмісту $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ та визначено динаміку їхнього всмоктування та дискримінації у ШКТ. Аналіз досліджень щодо виведення ^{90}Sr з організму мишоподібних гризунів свідчить про швидку екскрецію частини ^{90}Sr , що всмоктався в кишківнику, з організму [2, 4, 5]. Цілком логічно вважати, що менші періоди біологічного напіввиведення характеризують виведення ізоотопу з м'яких тканин, а більші – зі скелета. Зважаючи на це нами була проаналізована динаміка накопичення ізоотопу в м'яких тканинах та скелеті мишоподібних гризунів, яка демонструє співвідношення вмісту ^{90}Sr для тварин різного віку.

Отримані нами дані можуть бути в подальшому використані при оцінці доз опромінення мишоподібних гризунів, які мешкають на територіях з різним рівнем забруднення радіонуклідами в межах Чорнобильської зони відчуження.

1. П.О. Філіпова та ін. The Animal Biology 21 (2019) 161.
2. Ю.А. Маклюк. *Особливості накопичення ^{90}Sr , ^{137}Cs і дозові навантаження у мишоподібних та мідіцеподібних зони відчуження і зони безумовного (обов'язкового) відселення* (Київ: КНУ, 2008) 21 с.
3. T.E. Hui et al. Cancer Suppl. 73 (1994) 951.
4. V.G. Baryakhtar et al. Environ. Sci. & Pollut. Res. 1 (2003) 95.
5. Ю.А. Маклюк и др. Радиационная биология. Радиоэкология 47 (2007) 444.

ЦИТОГЕНЕТИЧНІ МАРКЕРИ ЗА УМОВ ВНУТРІШНЬОГО ВПЛИВУ РІЗНИХ ТИПІВ ОПРОМІНЕННЯ

В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Пошук нових радіаційних біомаркерів для різних типів опромінення та методів їхнього аналізу, наразі, є пріоритетною задачею в контексті радіаційного захисту людини. Найбільш перспективними, у цьому аспекті, вважають методи, що застосовують для аналізу молекулярно-біологічних процесів на різних регулятивних рівнях, таких як ДНК, мРНК, білки та метаболіти [1]. Однак доза, отримана ДНК, пов'язана із впливом опромінення на ДНК і не корелює з ефектами на вищому рівні організації (клітина чи орган), оскільки механізмів відновлення ДНК багато, і немає прямого зв'язку між молекулярним та клітинним ефектом. Така ж проблема переважає для клітинних ефектів, які не обов'язково корелюють з тканинними ефектами, через здатності регуляції (апоптоз і оновлення клітин). На даний час одним з найбільш чутливих та інформативних методів біодозиметрії є оцінка частоти аберацій хромосом у Т-лімфоцитах периферичної крові.

Оскільки тип пошкодження хромосом залежить від характеру радіаційного треку, спектр виявлених аберацій може відображати якість випромінювання. Випромінювання з низькою лінійною передачею енергії (ЛПЕ), таке як рентгенівське чи γ -випромінювання, спричиняє переважно прості ушкодження хромосом, які є наслідком одиночних або, рідше, подвійних розривів ДНК, що призводить до утворення клітин, які містять переважно один простий обмін. Асиметричні обміни, такі як дицентрики, та симетричні, такі як транслокації, утворюються приблизно з однаковою частотою [2], тобто при низьких дозах приблизно половина абераційних клітин, індукованих випромінюванням, буде нестабільною, а половина стабільною. Останніми роками дослідження *in vitro* з використанням методу FISH [3], впливу α -випромінювання з високою ЛПЕ на ДНК визначило кластерну природу її пошкодження та складність хромосомних аберацій, що виникають. Це призвело до припущень, що наявність складних аберацій, зокрема інсерцій, у лімфоцитах периферичної крові може бути маркером для визначення опромінення α -частинками гемопоетичних стовбурових клітин у кістковому мозку. Подальші дослідження та пошуки стабільного хромосомного маркера, який би був специфічним до опромінення α -частинками з високою ЛПЕ, підтвердили припущення щодо використання клітин із множинними абераціями як ще одного маркера α -опромінення. Аналіз хромосомних перебудов показав лінійну залежність від дози для дицентриків $24,9 \pm 3,3 \cdot 10^{-2}$ на Гр та одиночних транслокацій $4,1 \pm 1,3 \cdot 10^{-2}$ на Гр. Отримана лінійна дозова залежність виходу транслокацій для стабільних трансмісивних клітин була запропонована для визначення доз професійного опромінення α -частинками як еталонна, хоча автори і вказують на важливість продовження досліджень для отримання більш повних даних [4].

Дослідження частоти виходу аберацій хромосом для β -частинок за умов пролонгованого внутрішнього опромінення зразків крові ізотопом ^{137}Cs [5], як і ^{90}Sr *in vitro* [6] не виявили специфічних маркерів. Однак було зафіксовано підвищену кількість термінальних делецій у випадку опромінення ^{90}Sr . Отримана лінійна залежність виходу нестабільних аберацій хромосомного типу $0,066 \pm 0,008$ на Гр і аберацій хроматидного типу $0,225 \pm 0,026$ на Гр у лімфоцитах за умов пролонгованого внутрішнього опромінення ^{137}Cs . Отримана у дослідженні [5] дозова залежність виходу нестабільних хромосомних обмінів із супровідним парним фрагментом у лімфоцитах людини для оцінки поглинених доз під час аварійних ситуацій, пов'язаних з надходженням радіоізотопу ^{137}Cs до організму, запропонована як доповнення до результатів вимірювання методами фізичної дозиметрії або у разі відсутності останніх.

1. D. Hladik et al. Radiation 2 (2022) 78.
2. A.A. Edwardset et al. Radiat. Prot. Dosim. 113 (2005) 396.
3. F. Barquinero, G. Stephan, E. Schmid. Int. J. Radiat. Biol. 80 (2004) 155.
4. G.B. Curwen et al. Radiat. Res. 178(5) (2012) 414.
5. В. Курочкіна та ін. Ядерна фізика та енергетика 22(3) (2021) 300.
6. N. Vulpis, G. Scarpa. Mutat. Res. 63 (1986) 277.

ОЦІНКА ЗМІН МЕТИЛУВАННЯ ДНК У ЛІМФОЦИТАХ ПЕРИФЕРИЧНОЇ КРОВІ ЛЮДИНИ В УМОВАХ ВПЛИВУ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ *IN VITRO*

Л. В. Неумержицька¹, Д. А. Курінний¹, С. Р. Рушковський^{1,2}

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

² Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»
Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Вступ. Широке використання рентгенодіагностичних і радіотерапевтичних процедур може призводити до негативних генетичних наслідків. До груп ризику належать як пацієнти, так і медичний персонал, який безпосередньо стикається із джерелами іонізуючого випромінювання (ІВ) [1 - 3]. Віддалені генетичні (а відповідно, і медичні) наслідки опромінення зумовлені як мішеними, так і немішеними ефектами ІВ. Одним із немішених ефектів ІВ є затримана нестабільність геному (delayed genome instability) — феномен катастрофічного збільшення геномної нестабільності серед нащадків клітин, що вижили після опромінення, коли протягом декількох клітинних поколінь рівень стабільності геному залишається нормальним. Вважається, що розвиток затриманої геномної нестабільності обумовлений саме епігенетичними, а не генетичними змінами геному.

Процес метилювання ДНК є одним з основних механізмів, що контролюють експресію генів. Цей процес може пригнічувати або виключати роботу нормальних генів, що загалом призводить до зміненого фенотипу. Патерни метилювання, характерні для нормальних клітин, змінюються залежно від дії чинників як внутрішнього, так і зовнішнього середовища. Зрозуміло, що зміна характерного для відповідного типу клітин рівня метилювання ДНК може призвести до активації онкогенів, пригнічення генів-супресорів, а в результаті до збільшення геномної нестабільності та втрати функції певних генів, які можуть бути пов'язані з різними захворюваннями, включно з онкологічними та нейродегенеративними. Визначення індивідуальних особливостей змін метилювання ДНК сприяє кращому розумінню відповіді на пошкоджувальну дію радіаційного випромінювання, що може використовуватися в персоналізованій медицині.

Метою нашої роботи було дослідити зміни ступеня метилювання ДНК у лімфоцитах периферичної крові (ЛПК), які опромінювали *in vitro* гамма-квантами в дозі 1,0 Гр.

Об'єктом дослідження були культури 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.

Метод дослідження Comet assay – електрофорез окремих клітин у буфері з нейтральним рН [4]. Обробка метилчутливою рестриктазою HpaII (5'-CCGG-3'). Візуалізацію та аналіз препаратів проводили з використанням люмінесцентного мікроскопа з під'єднаною фотокамерою Canon D1000 і комп'ютерної програми Image J.



Типове зображення «комет».

Результати. Було визначено статус метилювання ДНК в опроміненій культурі ЛПК умовно здорових осіб. Характерне подовження хвостової частини комети (рисунки) свідчить про збільшення фрагментації ДНК.

Рівень метилювання ДНК у лімфоцитах оцінювався за показниками міграції ДНК в агарозний гель, що свідчить про відносний рівень одно- та дволанцюгових розривів ДНК: відсотка ДНК у хвості комети, довжини хвоста комети (у мкм) та моменту хвоста (ТМ), що одночасно враховує як кількість ДНК у хвостовій частині комети, так і довжину хвоста.

Аналіз індивідуальних параметрів метилювання ДНК показав, що після дії ферменту рестрикції HpaII у неопроміненому контролі

відсоток ДНК у хвостовій частині комет у середньому у групі становить $64,15 \pm 1,56 \%$, а середня довжина хвостової частини комети (TL) дорівнює $66,64 \pm 2,03$ мкм. Середній показник ТМ становить $47,06 \pm 2,30$ мкм.

Після дії ІВ на культуру ЛПК спостерігається достовірне зниження середніх значень довжини комет TL ($p < 0,001$) та моменту хвоста ТМ ($p < 0,001$) відповідно контролю, що свідчить про зменшення кількості сайтів рестрикції метил-чутливої рестриктази HpaII та, як наслідок, збільшення рівня метилювання ДНК у відповідь на дію ІВ. У групі опромінених клітин середнє значення відсотку ДНК у хвості становить в середньому у групі $62,78 \pm 1,03 \%$. TL в середньому показала $57,03 \pm 1,17$ мкм, ТМ – $37,77 \pm 1,22$ мкм.

Таким чином, нами було встановлено збільшення рівня глобального метилювання ДНК. Це може бути пов'язано з пригніченням експресії генів, відповідальних за репарацію ДНК та контроль клітинного циклу, порушення функцій яких призводить до зростання нестабільності геному. Подальша оцінка рівня метилювання ДНК з кореляцією його з хромосомними абераціями стане важливим аспектом майбутніх досліджень.

1. R.J. Klose, A.P. Bird. Trends Biochem. Sci. 31 (2006) 89.
2. H. Meng et al. Int. J. Biol. Sci. 11(5) (2015) 604.
3. P.A. Jones. Nat. Rev. Genet. 13 (2012) 484.
4. Y.J. Kim et al. BMC Med. Genet. (2013) 14:39.

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ОПРОМІНЕННЯ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ ДЛЯ ДОЗИМЕТРІЇ

В. В. Павловський, М. В. Стрільчук

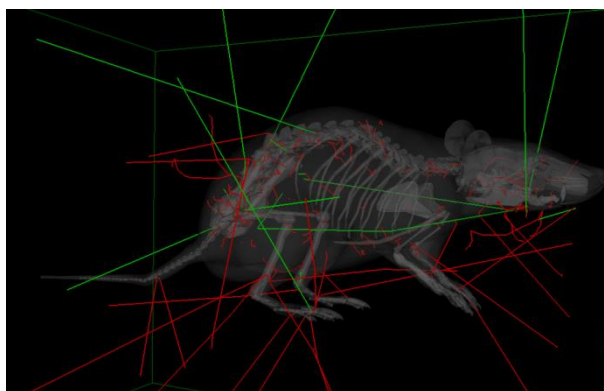
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дозиметрія живих організмів є невід'ємною складовою сучасної радіобіології та радіоекології. Актуальні дозиметричні дослідження найчастіше базуються на використанні реалістичних моделей, що дають змогу найбільш вірогідно відобразити процеси опромінення біоти основними дозоутворюючими радіонуклідами. Зважаючи на поширену практику використання мишоподібних гризунів в якості об'єктів подібних досліджень, нами було виконано роботу з розробки моделі їхнього опромінення ^{90}Sr , який є одним з радіонуклідів-забруднювачів природних екосистем.

На початковому етапі був проведений аналіз існуючих джерел наукової інформації, присвячених різноплановим дослідженням дрібних гризунів у біологічних науках з метою виявлення особливостей будови тіла та скелета, а також основних характеристик кісткового мозку. З переліку знайдених джерел були виділені найбільш докладні роботи, наприклад [1, 2], що включали інформацію щодо розмірів та маси тіла, маси скелета і розмірів окремих кісток, маси кісткового мозку та його розподілення у скелеті тварин. Додатково було визначено реалістичний елементний склад відповідних структур, спираючись на літературні джерела, присвячені хімічному складу кісток та кісткового мозку тварин, наприклад [3].

Спираючись на отримані дані, з використанням програмного забезпечення Geant4 [4] була створена 3D-модель мишоподібного гризуна для розрахунку доз, отриманих окремими ділянками кісткового мозку при опроміненні радіоізотопом ^{90}Sr . Зазначимо, що за допомогою засобів Geant4 було досить складно побудувати моделі біологічних об'єктів, тому для їхньої побудови використовували програму 3ds Max. При імпорті розроблених у 3ds Max моделей тіла, скелета і кісткового мозку мишоподібного гризуна в Geant4 потрібно було перетворити експортовані файли трикутних сіток фасетних поверхонь моделі у форматі OBJ у мову опису геометрії GDML, що використовується у Geant4. Для імпорту моделей було використано клас CADMesh [5]. Після зчитування OBJ-файлу клас повертає G4TessellatedSolid, який ми включили в конструктор нашого детектора. Усі створені об'єкти склалися з матеріалів із заданим хімічним складом і густиною. Внутрішні органи мишоподібного гризуна, крім легень, не моделювались, оскільки задачею був лише розрахунок доз отриманих кістковим мозком. Для легень використовувався вбудований у Geant4 матеріал.

Бета-частинки $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ випромінювалися в основному зі скелета мишоподібного гризуна (92,3 %) і частково з тіла (7,7 %), як показано на рисунку.



3D-модель мишоподібного гризуна та треки β -частинок (червоні) і γ -квантів (зелені).

Бета-спектри ^{90}Sr та ^{90}Y були взяті з [6] і використовувалися в якості гістограм при генеруванні β -частинок у Geant4. Після 10^8 симуляцій нами була отримана інтегральна депонована енергія в кістковому мозку і розраховані дозові коефіцієнти для окремих його ділянок.

Результати проведеної роботи можуть бути використані для оцінки дозоутворення при проведенні радіобіологічних та радіоекологічних досліджень дрібних тварин Чорнобильської зони відчуження.

Зважаючи на те, що мишоподібні гризуни є типовими представниками фауни відповідних територій, моделювання ситуацій їхнього опромінення ^{90}Sr , що є одним з основних чорнобильських радіонуклідів-забруднювачів, дасть змогу реалістично оцінювати дозові навантаження, яких зазнають тварини в природних умовах.

1. A.C.B. Hooper. Gerontology 29 (1983) 221.
2. C. Nombela-Arrieta, M.G. Manz. Blood Adv. 1 (2017) 407.
3. M. Girotra et al. Int. J. Mol. Sci. 21 (2020) 6444.
4. [Geant4](#).
5. [CADMesh](#).
6. [Live Chart of Nuclides](#).

НЕЙРОФІЗІОЛОГІЧНИЙ БАЗИС ЕФЕКТІВ МАЛИХ ДОЗ ОПРОМІНЕННЯ

І. В. Перчук, К. В. Куц, Г. Ю. Крейніс, К. Ю. Антипчук

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології»
НАМН України, Київ, Україна*

Технологія нейрофізіологічного тестування зорового аналізатора за допомогою викликаних потенціалів є добре вивченою та стандартизованою. Вона набула значної популярності у клінічній практиці та нейронауках. Можлива оцінка функціонального стану ока та/або зорового нерву спереду від хіазми (прехіазмальний рівень ураження), а також зорових трактів та кіркових відділів зорового аналізатора (постхіазмальний рівень ураження). Зорові викликані потенціали на реверсивний шаховий патерн (ЗВПШП, VER) — єдиний електрофізіологічний тест, що оцінює кортикальну активність зорового аналізатора. Потенціал, що пов'язаний з подією (Event-Related Potential, ERP), є вимірною реакцією головного мозку, яка є прямим результатом специфічної сенсорної, когнітивної або моторної події. Хвиля P300 (P3) є компонентом ERP, викликаним у процесі прийняття рішення. P300 вважається ендogenous потенціалом, оскільки його виникнення не пов'язане з фізичними характеристиками стимулу, а є реакцією людини на нього та об'єктивним показником інформаційних і когнітивних процесів у центральній нервовій системі (ЦНС) людини. ЗВПШП є зоровою відповіддю на різку зміну контрасту зображення при пред'явленні реверсивного зображення шахової дошки. Зорова відповідь при реєстрації даного потенціалу є стабільною за своєю конфігурацією та об'єктивно оцінює функцію зорового аналізатора як при патології власне органу зору, так і при патології ЦНС, яка вражає провідні шляхи зорового аналізатора у головному мозку (наприклад, при демієлінізуючих захворюваннях).

Об'єкт дослідження — особливості нейрофізіологічної характеристики осіб, які зазнали впливу іонізуючої радіації у дорослому віці (57 учасників ліквідації наслідків аварії (УЛНА) на ЧАЕС із документованою дозою зовнішнього опромінення 0,01 - 2,90 ($0,49 \pm 0,67$) Зв. Для аналізу впливу іонізуючого випромінювання, з урахуванням наших попередніх результатів щодо можливого порогу радіаційно-асоційованих нейропсихіатричних ефектів на рівні 0,30 Зв, УЛНА були розподілені на дві групи: з опроміненням у дозах $< 0,30$ Зв ($n = 34$; середня доза — $0,14 \pm 0,09$ Зв) та з опроміненням $\geq 0,30$ Зв ($n = 23$; середня доза — $0,99 \pm 0,82$ Зв). УЛНА, які зазнали опромінення $< 0,30$ Зв або < 50 мЗв у дорослому віці, були використані як внутрішній контроль. Крім того, як нормативний контроль були використані проспективно відновлені результати обстеження 53 працівників об'єкта «Укриття» (ОУ), які проходили медичний огляд перед початком робіт на ОУ та раніше не мали контакту з джерелами іонізуючого випромінювання.

Методи дослідження: клінічні, нейрофізіологічні, статистичні.

Результати та висновки. В УЛНА, опромінених у дозах $\geq 0,30$ Зв, дифузно збільшена відносна (%) спектральна потужність дельта ($> 0 - 4,0$ Гц) діапазону кЕЕГ, та у фронто-темпорально-парієтальних ділянках лівої півкулі — тета ($> 4,0 - 7,0$ Гц) діапазону кЕЕГ. Відповідно до наших попередніх даних, раніше спостерігалось радіаційно-асоційоване зниження тета-діапазону кЕЕГ, що інтерпретувалося як інгібіція гіпокампі. Можливо, збільшення цього діапазону через 30 - 35 років після опромінення свідчить про вплив процесів старіння на функціонування головного мозку після опромінення.

Також відзначено, що і радіація, і вік майже однаково збільшують відносну (%) спектральну потужність тета ($> 4,0 - 7,0$ Гц) діапазону кЕЕГ у лівому скроневому відведенні T5, що свідчить про синергічний радіаційно-сенільний церебральний ефект (іритація кортико-лімбічної системи, перед усім гіпокампі).

В УЛНА, опромінених у дозах $\geq 0,30$ Зв визначається подовження латентного періоду (ЛП) підкоркового компоненту P50 ЗВПШП та скорочення ЛП кортикального асоціативного компоненту P200 ЗВПШП.

Встановлені синергічні радіаційно-вікові збільшення амплітуди коркового компоненту P100 ЗВПШП у потиличній ділянці та подовження ЛП кортикального асоціативного компоненту P200 ЗВПШП у тім'яній ділянці. Водночас, амплітуда компоненту P300 когнітивних ЗВП у потиличній ділянці зменшується залежно від радіаційної дози, але зростає пропорційно до віку. Це може свідчити про атипію старіння ЦНС після опромінення.

В УЛНА спостерігається достовірне зниження амплітуди компонентів N75 та P100 ($P < 0,05$) відносно групи порівняння в лівій потиличній ділянці, що узгоджується з даними попередніх

досліджень, які засвідчують переважне органічне радіаційно-асоційоване ураження лівої домінантної півкулі в УЛНА на ЧАЕС.

За амплітудно-часовими характеристиками ранніх компонентів (P1, N1, P2) зорових когнітивних викликаних потенціалів (ЗКВП), які відображають сенсорну складову зорової відповіді, достовірної різниці між групами УЛНА та групи порівняння практично не виявлено. Проте привертає увагу тенденція до збільшення значень ЛП ранніх позитивних компонентів P1 та P2 ЗКВП в лівій центральній ділянці (відведення С3) в УЛНА на ЧАЕС відносно групи порівняння ($p < 0,05$), що може вказувати на порушення обробки зорової інформації асоціативною корою лівої домінантної півкулі в УЛНА на ЧАЕС. При аналізі пізніх (власне когнітивних) компонентів ЗКВП в УЛНА виявлено достовірне збільшення ЛП всіх компонентів когнітивного комплексу N2–N3 відносно групи порівняння, зокрема: дифузне зростання ЛП компоненту N2 з латералізацією в праву скронево-потиличну ділянку ($t = 2,0 - 3,2$; $p < 0,05 - 0,01$); дифузне зростання ЛП компоненту P3 без чіткої латералізації ($t = 2,1 - 2,7$; $p < 0,05 - 0,01$) та ЛП N3 білатерально в лобно-центральної та лівій потиличній ділянці ($t = 2,1 - 2,4$; $p < 0,05$).

Таким чином, виявлений нейрофізіологічний патерн ЗВПШП у групах опромінених осіб може засвідчувати дифузне органічне ураження головного мозку із залученням лівої домінантної гемісфери. Виявлені зміни амплітудно-часових характеристик ЗКВП можуть свідчити про дифузне органічне ураження головного мозку в УЛНА на ЧАЕС, яке характеризується порушенням вищих процесів обробки зорової інформації у вторинних та третинних кіркових зонах зорового аналізатора, зокрема візуальної ідентифікації складних зображень, у таких структурах обох гемісфер головного мозку як середня скронева частка, периренальна кора, нижньо-скронева кора, фузіформна (веретенноподібна) звивина, парагіпокампальна область розпізнавання місць, які відіграють провідну роль у розпізнаванні людських облич та об'єктів навколишнього середовища. Можливе застосування сучасних діагностичних методик ЗВПШП та ЗКВП для моніторингу та діагностики уражень зорового аналізатора в осіб, що були піддані впливу ІВ за різних сценаріїв опромінення. Особи, які були опромінені, потребують медичного моніторингу впродовж усього подальшого життя.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДІЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ У СУБЛЕТАЛЬНІЙ ДОЗІ НА КРОВОТВОРЕННЯ МИШЕЙ BALB/C ТА ЩУРІВ WISTAR

І. З. Руссу, Н. М. Білько

Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Унаслідок впливу іонізуючої радіації у високих дозах спостерігається загибель клітин, що інтенсивно діляться, – у першу чергу кістковомозкових, а також епітеліальних клітин кишківника. Дія іонізуючого випромінювання на гемопоєз спричиняє індукцію апоптозу стовбурових клітин, прискорює диференціювання клітин-попередників, викликає клітинне старіння та ушкоджує ніші, в яких знаходяться ці клітини [1]. Проте опромінення у сублетальній дозі зазвичай не призводить до загибелі лабораторних тварин, а пул збережених стовбурових клітин здатен поступово відновити кровотворення. Тому доцільною є оцінка стану гемопоетичної системи при опроміненні як на рівні стовбурових клітин та клітин-попередників кісткового мозку, так і на рівні клітин, які циркулюють у кровоносному руслі.

Метою роботи є дослідження впливу іонізуючої радіації у сублетальній дозі на кровотворення мишей Balb/C та щурів Wistar, а також оцінка процесу відновлення гемопоєзу після опромінення.

Опромінення лабораторних тварин проводили за добу до експерименту. Щурів Wistar піддавали зовнішньому одноразовому γ -опроміненню у сублетальній дозі 6 Гр. Модель опромінення була розроблена в Інституті експериментальної патології, онкології та радіобіології ім. Р. Є. Кавецького НАН України. Мишей лінії Balb/C опромінювали одноразово у дозі 5,95 Гр. Модель опромінення мишей була розроблена в Інституті ядерних досліджень НАН України.

Забір периферійної крові та кісткового мозку для подальших досліджень проводили на 1-шу, 7-му та 30-ту добу після опромінення. Проводили оцінку гематологічних показників, а також визначали ефективність колонієутворення гемопоетичних стовбурових клітин і клітин-попередників кісткового мозку в культурі дифузійних камер *in vivo* [2]. Досліджували також наявність гемопоетичних клітин-попередників, що циркулюють у периферійній крові опромінених тварин [3].

Клоногенний аналіз, проведений за допомогою культивування гемопоетичних клітин у дифузійних камерах *in vivo*, дав змогу оцінити ступінь ушкодження кісткового мозку на рівні стовбурових клітин та клітин-попередників опромінених тварин. У результаті проведених досліджень було виявлено суттєве пригнічення кровотворення у кістковому мозку тварин, опромінених у сублетальній дозі, проте більш вираженим воно було у щурів Wistar. У ранні терміни після дії іонізуючої радіації ефективність колонієутворення гемопоетичних клітин мишей була знижена на третину, а у щурів – більше, ніж удвічі. На 30-ту добу після опромінення, коли спостерігалось поступове відновлення гемопоєзу, показники колонієутворення кровотворних клітин становили близько 30 % від контрольних рівнів для мишей Balb/C та близько 20 % від контролю для щурів Wistar.

Було також виявлено підвищений рівень виходу незрілих форм клітин у периферійну кров тварин внаслідок опромінення. У нормі кількість таких клітин незначна, проте вплив іонізуючої радіації порушив процеси дозрівання та надходження зрілих клітин у кровоносне русло. Так, порівняно з контролем кількість таких клітин-попередників у ранні терміни після опромінення була підвищена приблизно втричі як у мишей Balb/C, так і в щурів. До 30-ї доби кількість циркулюючих у периферійній крові клітин-попередників опромінених тварин поступово знижувалася, проте залишалася вдвічі вищою за контрольні показники у цей термін.

Отже, дія іонізуючої радіації у сублетальній дозі зумовлювала суттєве зниження функціональної активності гемопоетичних стовбурових клітин та клітин-попередників, зокрема ефективності їхнього колонієутворення в культурі, проте до 30-ї доби після опромінення ці показники поступово відновлювалися. Більш вираженими такі зміни були у щурів Wistar, порівняно з мишами Balb/C. Також спостерігався підвищений вміст незрілих форм кістковомозкових клітин у периферійній крові тварин внаслідок дії іонізуючого випромінювання.

Ця робота була підтримана грантом від Simons Foundation.

1. L. Shao et al. Antioxid. Redox Signal. 20 (2014) 1447.
2. Д. Білько та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 26 (2021) 235.
3. N. Bilko et al. Exp. Oncol. 38 (2016) 242.

RADIATION MODIFICATION OF GLUCOSE BIOLOGICAL ACTIVITY IN *IN VITRO* EXPERIMENTS

N. I. Svatiuk¹, S. A. Burmei², V. T. Maslyuk¹, O. I. Symkanysh²

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

² Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine

Radiation methods of modifying substances are a promising area in modern physics and biophysics, allowing for targeted changes in the properties of biologically active compounds. Ionizing radiation, interacting with molecules, can cause structural changes, initiate chemical reactions, and affect the biological activity of substances. One of the key mechanisms of this effect is the formation of radiolysis products that can change the reactivity of molecules and their interaction with biological systems.

Glucose is an essential biochemical object involved in metabolic processes and can be a target for targeted radiation modification. The effect of ionizing radiation on its molecular structure and biological activity is relevant in developing new antimicrobial agents.

This study evaluates glucose's antimicrobial activity change after exposure to different radiation treatment regimes. The test microorganisms used were *Staphylococcus aureus* (including methicillin-resistant strains, MRSA), one of the most common pathogens in medical practice, and *Lactobacillus acidophilus*, a representative of the normal human microflora that plays an essential role in maintaining the balance of the microbiota.

The work aims to study changes in the biological activity of glucose solutions after radiation treatment, in particular, using the M-30 microtron and a radiation stand with a Pu- α -Be source. The research includes the analysis of structural changes in molecules and their impact on the growth and viability of these bacterial cultures.

The idea of the work is based on the block principle of bioorganic molecules and the possibility of their structural rearrangement by radiation. Different modes of radiation treatment of glucose solutions were used with ionizing radiation sources and the M-30 microtron. The M-30 microtron was used as a source of brake gamma radiation using a brake Ta plate (1 mm) and photon neutron radiation by a special assembly that, in addition to Ta, contained a 1 cm thick Pb plate. In the experiment, the fluence of the outgoing beam of accelerated electrons with an energy of 18.5 MeV was recorded, in particular, when the flux reached $5 \cdot 10^{14}$ electrons/cm² and $5 \cdot 10^{15}$ electrons/cm² when both γ - and photon neutron irradiation were generated. The samples were placed at a distance of 30 cm from M-30. A radiation stand was also used, realized in the form of a special block house made of neutron stop moderators, containing a Pu- α -Be source, type IBN-VIII; the dose rate γ , n-radiation was $5.0 \cdot 10^8$ Gy/s, the neutron flux was $2.7 \cdot 10^6$ neutrons/s. The neutron flux density was measured by a certified radiometer MKC-PM1401K and amounted to $2.05 \cdot 10^3$ neutrons/(cm²·s) in the irradiation area at a distance of 10 cm from the IBN-VIII. The total dose/fluence for 566 days of irradiation was $2.63 \cdot 10^{12}$ neutrons/cm² [1].

Methods and results of microbiological studies. Irradiated and non-irradiated glucose samples in dry powder were provided for the work. Aqueous solutions of 5 % were prepared immediately before the microbiological studies. The daily culture prepared a suspension according to the standard of bacterial suspension turbidity of 0.5 McFarland density units ($1.5 \cdot 10^8$ CFU), which was determined using a densitometer (Den-1). In the study, we used a clinical isolate of *Candida albicans*. We used a sterile titration plate (96 wells) to perform the analysis. The volume of one well is 250 μ L. Addition of test cultures of 20 μ L (plate) to 200 μ L (plate) of glucose solution and determination of the minimum inhibitory effect by serial dilutions. This was done up to the 8th dilution. The exposure time was 1 h in a thermostat at 36.8 - 37 °C. Sowing on a suitable selective nutrient medium for microscopic fungi – Sabouraud agar. The seeding was done in 10 μ L using a pipette. Negative and positive controls, solution samples, and m/o cultures were also inoculated. The positive control was 10 μ L of $1.5 \cdot 10^8$ CFU/mL, and the negative control was 10 μ L of the test solution sample. The experiment was carried out using the in vitro method in a time evolution, with 48 h between stages.

According to the results of our studies, it was found that all glucose solutions selected for in-depth research showed different biological activity about the tested strain of *Staphylococcus aureus* and *Lactobacillus acidophilus* (Table).

Analyzing the data in the Table, we can say that for the conditionally pathogenic culture *Staphylococcus aureus*, microbial growth is stimulated for all tested solutions, and this trend persists over time. For the probiotic non-spore culture *Lactobacillus acidophilus*, at the first stage, a stimulating effect on the growth of

microorganisms was observed in solutions 2 and 6. Still, over time (stage 2), all solutions have an inhibitory effect.

Results of radiation modification of the biological activity of glucose

No.	The name of the solution	Initial concentration, CFU/mL	Concentration, CFU/mL			
			<i>Staphylococcus aureus</i>		<i>Lactobacillus acidophilus</i>	
			(stage 1)	(stage 2)	(stage 1)	(stage 2)
1	Glucose, control	$1.5 \cdot 10^8$	$>10^{10}$	$>10^{10}$	$2,1 \cdot 10^5$	NG
2	$5 \cdot 10^{14} - \gamma$	$1.5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{10}$	$>10^{10}$	$1 \cdot 10^{10}$	NG
3	$5 \cdot 10^{15} - \gamma$	$1.5 \cdot 10^8$	$>10^{10}$	$>10^{10}$	$1 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^5$
4	$5 \cdot 10^{15} - n$	$1.5 \cdot 10^8$	$>10^{10}$	$>10^{10}$	$3 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^5$
5	$5 \cdot 10^{14} - n$	$1.5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{10}$	$>10^{10}$	$1 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^4$
6	Pu-Be	$1.5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^{10}$	$>10^{10}$	$1 \cdot 10^{10}$	NG

Note. NG – no growth.

The results of the study of the biological activity of solutions of radiation-activated glucose on the M-30 microtron proved the prospects of radiation technologies for targeted changes in properties and the possibility of creating a line of new biologically active agents on their basis.

1. C.A. Burmei et al. Determination of fungicidal activity of glucose solutions after radiation treatment by in vitro method. In: International Conference «Nuclear Physics in Transcarpathia» (dedicated to the 55th anniversary of the Department of Photo-Nuclear Processes of the IEP of the National Academy of Sciences of Ukraine), Uzhhorod, Ukraine, May 21 - 23, 2024 (Uzhhorod, 2024) p. 183.

STRUCTURE AND CHARACTERISTICS OF THE CHORNOBYL NPP ACCIDENT SURVIVORS REASONS OF DEATH ACCORDING TO THE MATERIALS OF MEDICAL EXPERTISE FOR THE CAUSAL RELATIONSHIP OF DISEASES WITH THE EFFECT OF IONIZING RADIATION IN THE REMOTE POSTACCIDENTAL PERIOD (2024)

V. O. Sushko, O. O. Kolosynska, U. V. Vdovenko, O. V. Apostolova

*State Institution "National Research Center for Radiation Medicine, Hematology and Oncology,
National Academy of Medical Sciences of Ukraine", Kyiv, Ukraine*

Problem of the causal relationship of disease that became the reason of death with the effect of ionizing radiation and due to harmful influence of the Chornobyl Catastrophe during performance of professional, military or official duties and/or living on radiation-contaminated areas, additional exposure not through their own fault but due to a radiation accident, caused the development of a special form of medical expertise as part of the of medical social protection system for suffered contingents in the remote postaccidental period.

Objective. To study and characterize the structure of the survivor categories (clean-up workers and victims) of the Chernobyl Catastrophe in the remote post-accident period (2013 - 2024) regarding the causal relationship of disease that became the reason of death with the effect of ionizing radiation and due to harmful influence of the Chornobyl Catastrophe based on the materials of expert cases of the Central Interdepartmental Expert Commission of the Ministry of Health of Ukraine (CIEC).

Material and methods. The work was performed in the design of a retrospective study that based on analysis of the structure of all categories of Chornobyl NPP (ChNPP) accident survivors during 2008 - 2024 years and studying of 58137 medical expert cases, including 19524 postmortem cases, which were considered by CIEC during 2013 - 2023 to establish a causal relationship between the disease and influence of radiation exposure and other harmful factors and conditions during ChNPP accident.

Results. The total number of adult survivors as of 01.01.2024, compared to 2008, decreased by 581170 persons, or by 31,68 %. The number of clean-up workers of the accident decreased by 124382 people (45,01 %), which means that, during the last 15 yrs, almost every third-second participant in the liquidation of the consequences of the accident at the ChNPP died. The number of adult victims decreased 29,41 % (458233 persons). In the structure of medical expert cases, the leading place as a disease that became the reason of death is occupied by oncological diseases – 52,10 %, chronic circulatory diseases and their complications make up 42,00 % (cardiovascular system – 19,60 %, cerebrovascular system – 22,40 %), chronic diseases of the respiratory system – 3,00 %, other diseases in general – 2,90 %. In the structure of oncological postmortem expert cases (n = 10172) during 2013 - 2024 the main reason of death belongs to oncohematological diseases (18,00 %), colon cancer (15,00 %), breast cancer for woman (13,00 %), prostate cancer for man (11,99 %), lung and upper respiratory tract cancer (8,01 %).

Conclusion. The remote post-accidental period (2013 - 2024) has increased the need for expertise in the causal relationship of disease that became the reason of death with the effect of ionizing radiation and the ChNPP accident consequences. During the 2013 - 2024 period, a quick reduction for all survivors' categories of the ChNPP accident took place. In the structure of medical expert cases during 2013 - 2023, the leading place of the disease that became the reason of death is occupied by oncological, cardiovascular, and cerebrovascular diseases.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРСИСТЕНЦІЇ ЕФЕКТУ СВІДКА В ЛІМФОЦИТАХ ПЕРИФЕРИЧНОЇ КРОВІ ЛЮДИНИ

О. О. Талан, О. В. Шеметун

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Питання тривалості ефекту свідка і його здатності передаватися наступним поколінням клітин залишається відкритим дотепер. Для його вивчення нами запропоновано спосіб з використанням перещеплюваної культури онкотрансформованих клітин як індукторів пошкоджуючого сигналу, і лімфоцитів периферичної крові людини як клітин-свідків, де реєструють зміни цитогенетичних показників.

Дослідження виконано із залученням 10 здорових осіб середнього віку та включало культивування їхньої периферичної крові з додаванням кондиційного середовища клітин недрібноклітинного раку легень лінії А-549 [1, 2] протягом чотирьох мітотичних поділів (48, 72, 96, 120 год). При цитогенетичному аналізі застосовували рівномірне забарвлення хромосом. Статистичну обробку отриманих результатів виконували за допомогою критерія Стюдента [3].

Дослідження впливу кондиційного середовища від перещеплюваної культури клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549 на цитогенетичні показники в лімфоцитах периферичної крові здорових осіб встановило в останніх підвищення загальної частоти аберацій хромосом за рахунок збільшення частоти аберацій хроматидного типу протягом усього періоду спостереження ($p < 0,05$). У всіх варіантах досліджу аберації хроматидного типу були представлені одиночними фрагментами та не мали статистично значущої різниці між собою ($p > 0,05$). Отриманий результат вказує на розвиток і персистенцію пухлино-індукованого ефекту свідка в лімфоцитах периферичної крові обстежених осіб.

Середньогрупові частоти аберацій хромосомного типу в лімфоцитах периферичної крові здорових осіб за культивування протягом чотирьох мітотичних поділів з кондиційним середовищем клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549 не мали статистично значимої різниці з відповідними контрольними рівнями ($p > 0,05$) і були представлені ацентричними парними фрагментами та аномальними моноцентриками.

Підвищені загальні частоти аберацій хромосом у лімфоцитах периферичної крові обстежених осіб за розвитку пухлинно-індукованого ефекту свідка значуще не розрізнялися між собою впродовж чотирьох мітотичних поділів ($p > 0,05$). При цьому у третьому і четвертому мітотичних поділах лімфоцитів периферичної крові спостерігали тенденцію до зниження частоти аберацій хромосом.

Зареєстровано міжіндивідуальну варіабельність обстежених осіб у здатності до індукції та персистенції пухлинно-індукованого ефекту свідка, коли частота аберацій хромосом протягом періоду спостереження не корелювала з відповідною фоновою частотою пошкоджень хромосом у лімфоцитах периферичної крові.

Таким чином, у лімфоцитах периферичної крові людини встановлено персистенцію геномної нестабільності протягом чотирьох мітотичних поділів внаслідок розвитку пухлинно-індукованого ефекту свідка, зумовленого впливом кондиційного середовища клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549. Персистенція геномної нестабільності забезпечувалася підвищеною частотою аберацій хроматидного типу (одиночними фрагментами).

Отримані результати стали базовими і першим етапом вивчення персистенції радіаційно-індукованого ефекту свідка (проводиться цього року), що включає дослідження впливу опроміненого *in vitro* (рентгенівськими променями в дозі 1,0 Гр) кондиційного середовища від клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549 на цитогенетичні показники в 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 № 157209. 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 (Київ, 2024) с. 219.
3. Л.А. Атраментова. *Дизайн и статистика (биологические исследования)* (Харьков: НТМТ, 2014) 255 с.

MAGNETIC RESONANCE IMAGING SENSITIVITY OF PARAMAGNETIC DISPERSED PREPARATIONS

Yu. B. Shevchenko¹, T. M. Malysheva², Yu. V. Yakovenko¹, V. V. Tryshyn¹

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

² *University of Wisconsin-Green Bay, Green Bay, USA*

The successful use of a drug is determined by its therapeutic properties and the efficiency of non-invasive mapping and quantification. The colloidal systems of Gd are promising in this sense. These systems allow a large number of drugs (as well as ¹⁰B for neutron capture therapy) to be delivered to a site of interest, thereby increasing the effectiveness of the therapy and sensitivity of detection methods. The best method of detection of these systems is magnetic resonance imaging (MRI). In addition to the quality of equipment, the resolution and sensitivity of MRI depend on the ability of the particles to affect the rate of the nuclear magnetic relaxation in the surrounding biological tissue (relaxivity). The relaxivity, in turn, is determined by the magnitude $\langle H_L^2 \rangle$ and spatial distribution $D(h)$ of the local magnetic fields that are produced by the magnetic moments of Gd³⁺ enclosed in the dispersed particles. Here h is the distance from the particle surface.

Earlier [1, 2], we have calculated the distribution function $D(h)$, the average local field strength $\langle H_L^2 \rangle = 2\mu_{ef}^2 \sigma \cdot D(h)$ and the longitudinal relaxation rate T_1^{-1} for principal particle configurations: the sphere, the spherical layer, the plate, and the long thin cylinder. For comparison, we calculated them for the flat-surface paramagnetic half-space. We used these functions to write an equation for T_1 -relaxation in the two-spin system consisting of a paramagnetic particle and a nucleus for particles of each shape. In our calculations, we were limited to nuclei with spin $I=1/2$. These equations have the form

$$T_1^{-1} = \left(\frac{2}{15} \right) \gamma_I^2 \mu_{ef}^2 D(h) \sigma \cdot_1 (\omega_{I,S}, \tau_c). \quad (1)$$

Here γ_I is the gyromagnetic ratio of the relaxing nucleus, μ_{ef} is the effective electron magnetic moment of the paramagnetic ions distributed in the paramagnetic particle volume, σ is the ion density, $F_1(\omega_{I,S}, \tau_c)$ is the so-called relaxation term. The distribution function $D(h)$ is determined by the particle shape.

The results of our calculations are as follows. When h is much less than the particle size L , the distribution function $D(h)$ equals to $D_0(h) = \frac{\pi}{6} \frac{1}{h^3}$ for all particle shapes, which is the distribution function of the half-space for all $\infty \gg h > 0$. When, the functions $D(h)$ of different particles may be very different. At small distances, $h \sim L$, from the outer and inner surfaces of the spherical layer, $D(h)$ of the external field and the field in the cavity are similar and equal to D_0 . Note that, in contrast to the electric field inside the charged spherical surface, the average squares of the local fields $H_L^2 \sim D(b)$ do not vanish in the cavity of the spherical layer containing magnetic dipoles due to $\langle H_L^2 \rangle$ being positive scalars everywhere. The graphs in Figs. 1 and 2 illustrate the above.

Analyzing the obtained formulae, we have obtained a generalized distribution function formula valid for all particle shapes:

$$D(b) = C D_0 \frac{1}{b^n}, \quad (2)$$

Here C is the numerical coefficient of order unity, which depends on the particle shape; h is the distance from the particle surface, $b = h/L_i$ is the distance expressed in terms of L_i , $i=1, 2, 3$; L_i is the characteristic particle size, e.g., the radius R_p or the layer width d ; $n=0, 1, 2, 3$ is the number of the particle dimensions that are less than the distance from the particle surface. Let now $h \ll L$ (and $b \ll 1$). Then Eq. (2) for the spherical particles can be written in the form

$$D(h) = D(b) = V \frac{1}{h^6}, \quad (3)$$

where V is the volume of the sphere $\left(\frac{4\pi}{3}R_p^3\right)$ or the spherical layer ($V \approx 4\pi R_p^2 d$ if the layer is thin). Eq. (2)

shows that at large distances the local field strength of a spherical particle depends on the distance in the same way as the field of a point dipole (as h^{-6}) but with a coefficient equal to the volume of the sphere. Note that Eq. (2) is written on the assumption that all the particle dimension parameters are equal. At sufficiently small distances, all particle dimension parameters will exceed h ; therefore, $n = 0$. Thus, Eq. (2) with the coefficient $C = 1$ describes the distribution function of the fields produced by particles of all shapes at small distances, too. At small distances, the fields of all particles are similar to that of the half-space, all three dimensions of which are infinite. For this reason, the distribution function approximately equals to that of the half-space, $D(h) = D_0 = \frac{\pi}{6} \frac{1}{h^3}$ at any sufficiently small distance from the particle surface.

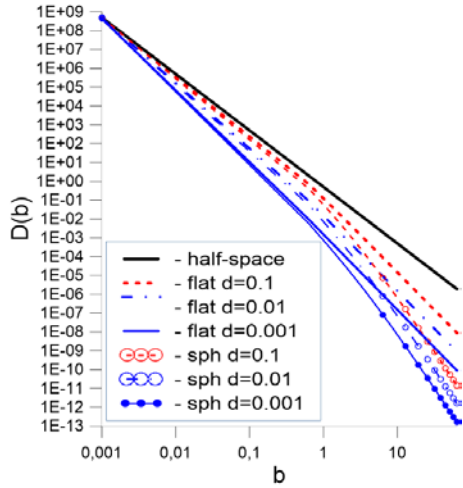


Fig. 1. Distributions of the local fields for particles with different shapes. $b = h/d$ or h/R_p . 1 – half-space with flat surface; 2, 3, 4 – infinite plate with the thicknesses $d = 0.1, 0.01, 0.001$; 5, 6, 7 – spherical layer with $d = (R_p - R_i)/R_i = 0.1, 0.01, 0.001$ and $R_p = 1$; the curve numbers correspond to the graph legend (from the top to the bottom).

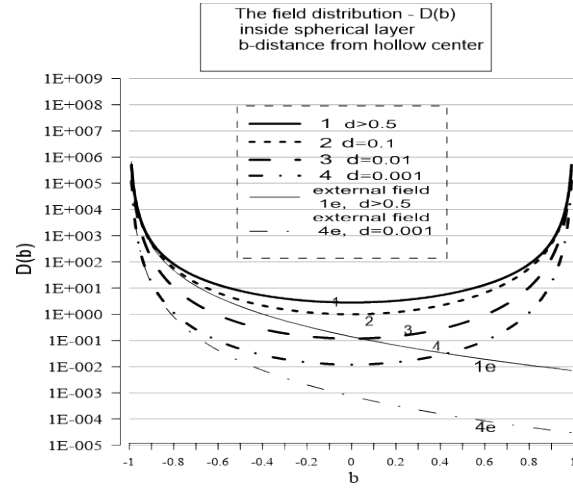


Fig. 2. Field distributions inside the cavity and outside the spherical layer at different layer thicknesses, $d = 0.001, 0.01, 0.1 > 0.5$. Notes: $d = (R_p - R_i)/R_i$; R_p is outer and R_i is the inner diameter of particles.

We observe that the form of the distribution function is determined by the ratio of the distance to the particle size, i.e., particle size acts as a distance scale. Eqs. (2) and (3) show that $D(h)$, $\langle H_L^2 \rangle$, and T_1^{-1} grow with the increase of the particle size at a fixed distance from the particle. At small h , the particle dimension parameters do not enter explicitly into the formulae for the distribution function. However, it is the ratio of $h/L = b$ that determines the size of the “small distance” region, in which the condition $b \ll 1$ holds, due to which $D(h)$, $\langle H_L^2 \rangle$, and T_1^{-1} decrease slowly (as $1/h^3$). This region of h values will grow with the increase of the particle dimensions. In addition, the particle surface will also grow.

In suspensions, the growth of the particle surface will result in an increase in the number of relaxing nuclei in the dispersion medium of the solvation particle shells, where the relaxation rate is higher than in the free volume. When the dispersion medium is a non-viscous liquid, i.e., the relaxation occurs according to the Zimmermann - Brittin model [3], the observed relaxation rate will increase. In viscous dispersion media, the nuclear magnetic resonance line will have two components, and the contribution of the fast relaxing will grow with the increase of the sizes of the dispersed particles sizes. Note that at equal volume, the plate has the largest surface among the considered particles. Thus, the increase of the particle size increases the relaxivity at other parameters unchanged. Note that it is the relaxation processes at small distances that are the most important for the relaxation in mobile liquids, such as water in biological tissues.

1. Yu.B. Shevchenko, T.M. Malysheva, V.V. Tryshyn. Analysis of dipole fields and nuclear relaxation rates in paramagnetic dispersions. In: Abstracts of the XXVII Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine, September 21 - 25, 2020 (Kyiv, 2020) p. 37.
2. Yu.B. Shevchenko et al. Spatial dispersion of dipolar fields of cylindrical paramagnetic particles (numerical calculation). In: Abstracts of the XXIX Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine, September 26 - 30, 2022 (Kyiv, 2022) p. 231.
3. J.R. Zimmermann, W. Brittin. J. Phys. Chem. 61 (1957) 1328.

Авторський покажчик

- Андрійчук Т. Р. 187
Антипчук К. Ю. 197
Бабенко В. О. 118
Бардадим Т. О. 102
Безшийко О. А. 63, 94, 122
Беллі П. 62, 85
Беляєв В. В. 167, 169, 171, 175, 185
Бережной Ю. А. 11
Бернабей Р. 62, 85
Белошенко М. А. 148
Білогородський Ю. С. 119
Білько Н. М. 199
Бойко Р. С. 85
Борисенко В. І. 96, 100, 111
Буканов В. М. 104
Вільчинська К. В. 122
Василевський В. С. 19
Васильєва О. Г. 104, 113
Василькевич О. А. 135
Вернидуб М. Р. 120
Вертегел І. І. 77, 86
Войтер А. П. 48, 69
Волкова О. М. 167
Волох О. П. 118
Воронецький І. 44
Гавриленко В. С. 100
Гаврилов О. О. 69
Гаврилюк В. І. 106
Гайдбринк В. В. 165
Ганжа Х. Д. 169
Ганжа О. Б. 189
Гінчук Т. В. 179
Гладковський В. В. 152
Годлюк В. В. 102
Голінка-Безшийко Л. О. 63, 94, 122
Голоцукова Т. Г. 102
Голук М. І. 98
Горанчук В. В. 100
Горбаченко О. М. 38
Горбачук В. М. 102
Горпинич О. К. 77
Гранцев В. І. 77
Грицай О. О. 46
Гриценко О. В. 104
Гудков Д. І. 169, 171, 175, 185
Гулік В. І. 98
Гупало О. О. 169
Давидовська О. І. 13
Даневич Ф. А. 56, 62, 85, 90
Демченко О. М. 190
Деречкей П. С. 50
Деркач Г. А. 179
Демьохін В. Л. 104
Дзюблик О. Я. 124
Дідук І. І. 98
Доронін М. І. 48, 69
Драпей С. С. 106
Дрозд І. П. 191
Дунаєвський М. С. 102
Жаба В. І. 19
Желтоножський В. О. 50, 52, 54, 115, 183
Жуков О. 75, 177
Зелінський Р. М. 122
Земскова О. В. 190
Золотарьов В. О. 11
Зуєва О. В. 67
Іващенко В. І. 125
Ількович В. В. 107
Інчікітті А. 62, 85
Кагрян О. Є. 169, 171, 175
Кайдик Б. В. 106
Кальченко О. І. 46
Капелла Ф. 62, 85
Карачіоло В. 62, 85
Касперович Д. В. 56, 65, 85, 90
Кемпер К. 86
Кива В. 44, 58, 81, 92
Кир'янчук В. М. 86
Кириленко О. І. 127
Кілі Н. 77, 86
Кіреєв С. І. 169, 171
Кісурін К. К. 77
Клавдієнко В. Р. 62, 90
Клекоць Д. М. 63
Клюєв І. С. 65
Кобичев В. В. 56, 65, 66, 67, 90
Кобичева Л. М. 67
Коваленко Д. С. 67
Коваленко О. В. 173
Коваль Т. В. 187
Ковальов О. М. 48, 69
Ковальова Л. В. 113
Колесниченко Л. С. 113
Колесниченко Я. І. 149, 154, 155, 156, 165
Колієв С. М. 70
Костін Є. Г. 161
Костюк О. С. 187
Кот О. А. 70
Кот Л. А. 120, 139
Кошій Є. І. 86
Краснянський О. О. 139
Крейніс Г. Ю. 197
Кривенко-Еметов Я. Д. 24
Кріт О. М. 119
Крокер Н. А. 156
Кряжич О. О. 173
Куліч Н. В. 54, 115
Курінний Д. А. 190, 193
Курочкіна В. А. 192
Куртева Г. П. 26
Куц К. В. 197
Кшиванський О. 73, 81
Ладан С. П. 111
Лаптев Г. В. 179
Лаубенштайн М. 85
Лашко Ю. А. 19
Лашко Т. М. 113
Лебедь В. 75
Левіна О. О. 106
Леончіні А. 62
Липська А. І. 189
Литовченко П. Г. 120
Лук'янов С. В. 27
Луценко В. В. 154, 155, 156, 165
Мазний І. О. 69
Майданюк С. П. 31, 43
Малий Є. В. 137
Маловиця М. С. 117
Малоштан І. М. 179
Малюк І. 75, 177, 181
Маслюк В. Т. 50, 129
Матіюк І. М. 120
Мегела І. Г. 129
Межевич С. Ю. 77, 86
Меньковська М. О. 171, 175
Мизніков Д. Є. 54, 115
Мирошніченко Ю. Б. 127
Михайлюк В. П. 11
Мосюк Т. І. 127
Нестеров В. О. 13
Неумержицька Л. В. 193
Носовський А. В. 98
Омельчук С. Є. 77
Онщенко І. М. 147
Остапенко І. А. 106
Охріменко О. 58, 70, 81, 92
Павленко І. О. 181
Павлова Н. Ю. 125
Павлович В. М. 118
Павловський В. В. 189, 191, 195
Паламарчук М. М. 100
Панченко В. Г. 152
Пархоменко В. В. 106
Перчук І. В. 197
Петренко Є. О. 70
Петросян Е. Є. 90
Петряков В. О. 161
Пінковська М. Б. 139
Плюйко В. А. 38
Поворозник О. М. 77
Подвіяннюк Р. Б. 90
Поліщук О. Б. 183
Поліщук О. Г. 56, 90

- Поморцева Н. А. 169
 Понкратенко О. А. 77, 86
 Поп О. М. 129
 Порицький П. В. 152
 Потрохов О. С. 169
 Пришляк С. П. 167, 185
 Прокопчук Н. М. 179
 Прокопюк Г. 177
 Процак В. П. 179
 Пугач В. М. 44, 58, 70, 73, 78, 81, 92
 Пугач О. М. 104, 107, 113
 Пугач С. М. 104, 107
 Ракша Н. Г. 187
 Рамазанов Д. 58, 81, 92
 Ревка В. М. 131, 143
 Резник С. М. 159
 Рибачок Д. О. 102
 Родіонова Н. К. 189
 Рознюк Ю. С. 77
 Рокицький О. А. 161
 Роман І. Ю. 129
 Роман В. І. 129
 Романовський Н. О. 38
Руденко Б. А. 77
 Рудчик А. А. 86
 Русек К. 86
 Руссу І. З. 199
 Рушковський С. Р. 190, 193
 Савкіна Р. К. 137
 Саврасов А. М. 50, 52, 54, 115, 161
 Садівніков Л. В. 50, 13
 Самсоненко А. В. 106
 Сваричевська О. В. 181
 Свята Л. М. 152
 Святун О. В. 181
 Семенюк О. М. 69
 Сергійчук Н. М. 183
 Середа С. В. 98, 133
 Середа С. М. 133
 Сидоренко Б. І. 24
 Скиба В. В. 167
 Слісенько В. І. 54, 115, 118, 135
 Слюсаренко Л. І. 77
 Смірнов О. Б. 137
 Соколов О. М. 83
 Сокур Н. В. 85
 Стаднік В. В. 100
 Степаненко Ю. М. 86
 Стратілат Д. П. 127, 137, 139, 141
 Стрільчук М. В. 75, 177, 195
 Стружко Б. Г. 77
 Талан О. О. 203
 Тартачник В. П. 120, 127, 139, 141
 Теклішин М. 73
 Телецька С. В. 181
 Тихий А. В. 154, 155, 156, 165
 Тищенко М. Г. 163
 Третяк В. І. 56, 62, 85
 Тригубенко О. В. 131, 143
 Тришин В. В. 75, 118, 177
 Тугай Т. І. 183
 Тугай А. В. 183
 Улещенко В. В. 86
 Улич І. М. 117
 Усачов А. С. 94
 Федорович О. А. 152, 161
 Фещенко Д. С. 106
 Фомін С. П. 117
 Хоменков В. П. 52
 Хомич І. А. 118
 Худіяш Ю. М. 169
 Циганок Т. В. 192
 Чайковський Ю. В. 131, 143
 Чалий Е. М. 100
 Чаплинський Р. Ю. 90
 Чернищенко С. 44, 58, 81, 92
 Черулі Р. 62, 85
 Чирко Л. І. 131
 Чувашов Ю. М. 98
 Чурюмов В. І. 161
 Шаульський К. А. 43
 Шевцова Н. Л. 185
 Шевченко В. І. 125
 Шеметун О. В. 203
 Ширма Ю. О. 86
 Шірінян А. А. 119
 Шірінян А. С. 119
 Шкапяк О. В. 131
 Юрчук Л. П. 171
 Яковенко Ю. В. 163, 165
 Янковський В. О. 94
 Ячменьов О. О. 77
 Ященко О. М. 98
 Abrosimov V. I. 9
 Apostolova O. V. 202
 Bezshyyko O. A. 88
 Bigan Z. M. 32
 Bonasera A. 29
 Burdo O. 188
 Burmei S. A. 200
 Carjan N. 20
 Chaus A. V. 80
 Chernyshenko S. B. 80
 Chernyuk A. A. 145
 Davydovska O. I. 9
 Denisov V. Yu. 15, 17
 Depastas T. 29
 Derecskei P. S. 32
 Drapey S. 60
 Fedotkin S. N. 29
 Filippov O. V. 109
 Filonenko K. S. 88
 Galaydych K. V. 150
 Golinka-Bezshyyko L. O. 88
 Grinyuk B. E. 12
 Grygoriev U. V. 29
 Ishiniwa H. 188
 Ivanyuk F. A. 20
 Kalynovskiy O. K. 109
 Kirischuk V. 60
 Koliiev S. M. 71
 Kolosynska O. O. 202
 Kot O. S. 71
 Kotlyar V. V. 22
 Kovalchuk O. S. 80
 Krasnov V. O. 109
 Kshyvanskyi O. O. 80
 Kyva V. O. 80
 Levon A. I. 29
 Liashchov M. S. 32
 Lypska A. 188
 Macko M. 88
 Magner A. G. 29
 Malysheva T. M. 204
 Marchenko V. S. 157
 Markov P. I. 150
 Maslyuk V. T. 32, 200
 Maydanyuk S. P. 29
 Obikhod T. V. 34
 Okhrimenko O. 71
 Omelchenko S. O. 36
 Petrenko I. O. 34, 71
 Piatnytskyi D. V. 12
 Puga P. P. 32
 Pugach M. V. 80
 Pugatch V. M. 71, 80
 Radionov S. V. 40
 Ramazanov D. M. 80
 Reznik S. N. 157
 Riabchenko N. 188
 Sanzhur A. I. 41
 Savrasov A. 60
 Shevchenko Yu. B. 204
 Shlomo S. 41
 Sotnikov G. V. 150
 Strilchuk M. 60
 Sugakov V. I. 145
 Sushko V. O. 202
 Svatiuk N. I. 32, 200
 Symkanysh O. I. 200
 Tretyak V. 60
 Tryshyn V. V. 204
 Uleiev A. A. 29
 Vasilevsky V. S. 12
 Vdovenko U. V. 202
 Vyshnevskyi D. 188
 Yakovenko Yu. V. 204
 Zheng H. 29

Наукове видання

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

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

(Київ, 26 - 30 травня 2025 року)

Анотації до доповідей

Укладач **Бурдо Олег Семенович**

Анотації публікуються в авторських редакціях

Коректор *О. Д. Григоренко*
Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підписано до опублікування 28.07.2025.
Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 24,2.
Електронне видання. Зам. № 3.

Видавець і виготовлювач
Інститут ядерних досліджень НАН України
03028, Київ, просп. Науки, 47
Свідцтво суб'єкта видавничої справи
серії ДК № 4051 від 18.04.2011 р.