НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Кваліфікаційна наукова праця На правах рукопису

СОКУР НАЗАР ВОЛОДИМИРОВИЧ

УДК: 539.16

ДИСЕРТАЦІЯ

АЛЬФА-РОЗПАД ²¹²Ро ТА ПОШУК НАДВАЖКОГО ЕЛЕМЕНТУ СИБОРГІЮ

Спеціальність: 104 — Фізика та астрономія Галузь знань: 10 — Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня

доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ H.B. Сокур

Науковий керівник: кандидат фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник Володимир Ілліч Третяк

АНОТАЦІЯ

Н.В. Сокур. Альфа-розпад ²¹²Ро та пошук надважкого елементу сиборгію. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії (фізика та математика) за спеціальністю 104 "Фізика та астрономія" (галузь знань: 10 — природничі науки) – Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України, Київ, 2023.

Дисертаційну роботу присвячено вивченню альфа-розпаду ²¹²Ро, пошуку надважкого елементу сиборгію та вивченню альфа-фону в дослідженні AMoRE.

Ядро ²¹²Ро є дочірнім елементом ²³²Th. Період напіврозпаду ²¹²Ро є найменшим серед відомих природних радіоактивних ядер і, на час початку роботи, його рекомендоване значення складало $T_{1/2} = 299 \pm 2$ нс. Дослідження з вимірювання періоду напіврозпаду ²¹²Ро змінювалися від використання газових лічильників у перших дослідженнях до використання сцинтиляційних та напівпровідникових детекторів, а в останніх дослідженнях — рідких сцинтиляторів.

Детектором у даному дослідженні слугував насичений торієм рідкий сцинтилятор (PC:Th). Основою сцинтилятору був 20-ти відсотковий розчин триоктилфосфін оксиду (англ.: trioctylphosphine oxide, TOPO) в толуолі. Визначення $T_{1/2}$ ядра ²¹²Ро було проведено шляхом аналізу так званих ВіРоподій. ВіРоподією звуть послідовний виліт β-частинки від розпаду нукліду Ві та наступної α -частинки від відповідного нукліду Ро. В даному випадку йдеться про ВіРоподії з нуклідами ²¹²Ві та ²¹²Ро.

Було виміряно активність торію в сцинтиляторі та його дочірніх нуклідів. З аналізу спектру було визначено, що активність ²³²Th та ²²⁸Th становила 4,61(2) Бк/мл та 3,82(7) Бк/мл відповідно. Активність ²²⁸Ra мусить бути досить низькою завдяки хімічній підготовці кінцевої торієвмісної сполуки (Th · 3TOPO)(NO₃)₄, яка мала вилучити радій. Активність ²²⁰Rn та його дочірніх елементів склала 92(2) % активности ²²⁸Th. Причина цього полягає у виході

радону зі сцинтилятору. Загальну α-активність оцінено на рівні 20,7(10) Бк/мл (станом на 8 липня 2016 року). Із отриманих активностей торію визначено, що його концентрація у сцинтиляторі складала 0,113(1) мас.%.

Аналіз форм сигналів та визначення періоду напіврозпаду ²¹²Ро було проведено з використанням 12 мл РС:Тh в кварцевій посудини, пiд'єднаної до швидкого ФЕП з високими часовими характеристиками, що критично важливо в роботі зі швидкими ланцюжками подій. Вимірювання становили 216,67 год. Із подій, визначених як BiPo, було побудовано енергетичний спектр перших подій (бета-спектр ²¹²Bi) та спектр других подій (альфа-спектр ²¹²Po). Енергетичне калібрування проведено порівнянням виміряного бета-спектру із Монте Карло модельованим бета-спектром з використанням програми Geant4 та генератора подій Decay0. Повна ширина на половині висоти альфа-піку $E_{\alpha} = 8785$ кеВ складає 15,5%.

Було проаналізовано форму обох сигналів, що мають дещо різні часові властивості. Залежність середнього часу сигналу від енергії використано для відсіювання ВіРо-подій від можливих фонових подій або подій нетипової форми (наприклад, випадково накладених подій).

Період напіврозпаду ²¹²Ро оцінено як $T_{1/2} = 295,10(4)$ нс, що є найточнішим серед усіх вимірювань цього процесу. Результат узгоджується із нинішнім табличним значенням 294,3(8) нс.

Наведено результати дослідження з пошуку природного надважкого елементу сиборгію. Вимірювання проводили на низькофоновій установці DAMA/R&D в лабораторії Гран Сассо з двома сцинтиляційними кристалами вольфрамату кадмію ¹¹⁶CdWO₄. Низький фон забезпечено пасивним захистом з надчистої міді, низькофонового свинцю, кадмію та парафіну. Всю установку поміщено в плексигласовий ящик, що продувався надчистим азотом.

Аналіз проводили з даними за 35324 годин вимірювань, які почалися 2011 року. Таким чином, загальний час експозиції в обох кристалах разом склав 36050 кг × год. Форми сигналів оброблено методом оптимального фільтру, з якого отримали гарне розділення сигналів від α-частинок та сигналів від

 $\beta(\gamma)$ -частинок — 96% подій розділяється за формою. За часом наростання відсіяно сигнали, які є або швидкими ланцюжками ²¹²ВіРо, або які мають енерговиділення у рідкому сцинтиляторі. Побудований після відбору енергетичний спектр було описано моделями, що містять α -піки від внутрішніх забрудників, ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁵U, та їх дочірніх продуктів, а також було виявлено присутність ²⁴¹Am і ²⁴⁴Cm, що початково помилково вважали за аномально великий вміст ²¹⁰Po. Загальну α -активність в кристалах визначено як 1,8 мБк/кг та 2,7 мБк/кг відповідно.

Присутність природного сиборгію визначали спираючись на теорію про випромінення його дочірнім ядром високоенергетичної альфа-частинки, $E_{\alpha} >$ 8,9 MeB; період напіврозпаду сиборгію відповідно до цієї моделі скаладає 10⁹ р. Кількість подій-кандидатів в області 8,9-14,0 МеВ склала 511 подій. Водночас кількість ²¹²ВіРо-подій, яка може бути присутньою в області $E_{\gamma} > 2,7$ МеВ (в гамма-шкалі) оцінено як 539 подій. Це число було визначено з моделювання ²¹²ВіРо-подій відповідно до параметрів детекторної установки, таких як шуми базової лінії, енергетична роздільна здатність, форма сигналів з можливими флуктуаціями переднього фронту тощо. Проаналізувавши всю ділянку 8,9-14,0 МеВ, за методом Фельдмана-Коузінса визначено найкраще верхнє обмеження кількости шуканих α -розпадів, яке становить limS = 24,1 (90 % довірча ймовірність) . Таким чином, отримане верхнє обмеження на поширеність атомів сиборгію відносно атомів вольфраму складає $\eta \le 5,1 \times 10^{-15}$ аотмів(Sg)/атомів(W) із 90 % довірчою ймовірністю. Це на порядок нижче попереднього обмеження, встановленого зі сцинтиляційним кристалом ZnWO₄ — $5,5 \times 10^{-14}$ атомів(Sg)/атомів(W). Але варто зазначити, що обчислене обмеження встановлено в межах теорії, яка передбачає конкретну сукупність особливостей, а саме: період напіврозпаду сиборгію складає 10⁹ р, дочірній продукт розпаду сиборгію випромінює високоенергетичну частинку з енергією більше 8,9 МеВ.

Чутливість, яку досягнуто в цьому дослідженні, є або на рівні, або перевищує значення, отримані в інших дослідженнях з пошуку спонтанного

поділу природних надважких елементів або дослідженнях з прискорювальною мас-спектрометрією.

Проєкт AMoRE створений з метою пошуку подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо. Подвійний бета-розпад – це той процес, з яким можливо встановити абсолютну масу нейтрино, тому його вивчають багато дослідницьких груп. Подвійний бета-розпад розрізняють двох основних типів, двонейтринний та безнейтринний, які описуються принципово різними механізмами. Двонейтринний розпад спостережено в 11-ти ізотопів, і він не являє значної цікавости з погляду чогось такого, що порушує раніше встановлені закони фізики. Хоча його вивчення є безсумнівно важливим у встановленні значень ядерних матричних елементів подвійного β-розпаду, як двонейтринного, так і безнейтринного. Безнейтринний 2β-розпад – можливий процес, відкриття якого потягне за собою розширення нині найкращої теорії взаємодії елементарних частинок, Стандартної моделі. З осциляційних досліджень відомо, що нейтрино має ненульову масу, але з визначенням точного значення маси ми встановимо шкалу масових станів нейтрино. Один з можливих механізмів безнейтринного 2β-розпаду передбачає майоранівське нейтрино (тотожність нейтрино і антинейтрино). Якщо теорія про нейтрино майоранівської природи виявиться справедливою, це може пояснити баріонну асиметрію Всесвіту.

На першій стадії дослідження AMoRE-pilot використано 6 кристалів ^{48збід}Ca¹⁰⁰MoO₄, охолоджених до температур ~ 10 мК, а одночасне зчитування теплового та світлового сигналів дозволяє краще розрізняти сигнали за типом частинки. Така методика зветься сцинтиляційним болометричним дослідженням.

Було проаналізовано форми сигналів на предмет залежности від енергії часу наростання сигналу та співвідношення світло/тепло. Гарне розділення α -подій від $\beta(\gamma)$ -подій сприяло побудові енергетичного спектру α -подій з майже нульовим вмістом $\beta(\gamma)$ -подій. З дослідження піків оцінено фонову активність ²³⁸U, ²³²Th i ²³⁵U з дочірніми елементами у всіх 6 кристалів. Форму α -спектру на проміжку 2,5-7 MeB отримано з моделювання внутрішньої та поверхневої

забруднености. Змодельований спектр добре узгоджується з виміряним. Встановлений рівень фону складає $(2,22 \pm 0,3) \times 10^{-2}$ відліків/(кеВ × кг × рік) в області дослідження навколо Q-значення (¹⁰⁰Mo) = 3034 кеВ. За планом, рівень фону на останній стадії AMoRE-II має бути на два порядки нижчим. Вимоги до чутливости ставляться такі, щоб зайти на межу оберненої схеми мас нейтрино. У зв'язку із цим на другій стадії дослідження, в додаток до кристалів CaMoO₄, також використано кристали Li₂MoO₄. Наразі оцінки забруднености Li₂MoO₄ є нижчими, тому майже напевне AMoRE-II проводитимуть саме з кристалами з літієм.

Ключові слова: альфа-розпад, надважкі елементи, низькофонові дослідження, подвійний бета-розпад, сцинтиляційні болометри, ²¹²Po, сиборгій Sg, ¹⁰⁰Mo.

ABSTRACT

N.V. Sokur. Alpha decay of ²¹²Po and search for super-heavy element seaborgium. – Manuscript.

Thesis for Doctor of Phylosophy degree (physics and mathematics) by programme subject area 104 "Physics and Astronomy" (field of study: 10 – Natural science) – Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2023.

The dissertation is devoted to the study of ²¹²Po alpha decay, search for superheavy elements seaborgium and the study of alpha backgrounds in the AMoRE experiment.

The nucleus ²¹²Po is a daughter element of ²³²Th. The half-life of ²¹²Po is the shortest among known natural radioactive nuclei and its recommended value was $T_{1/2} = 299 \pm 2$ ns at the time of research inception. The methods of the measurement of the ²¹²Po half-life have varied from the use of gas counters in early studies to the use of scintillation and semiconductor detectors and liquid scintillators in more recent studies.

In this research we used thorium-loaded liquid scintillator LS(Th) as a detector. The basis of the scintillator was a 20 percent solution of trioctylphosphine oxide (TOPO) in toluene. Determination of ²¹²Po half-life was carried out by analyzing the so-called BiPo-events. A BiPo-event is the successive emission of a β particle from the decay of a Bi nuclide and the followed α particle from the corresponding Po nuclide. In this case, we are talking about BiPo events with ²¹²Bi and ²¹²Po nuclides.

It was measured the activity of thorium in the scintillator and its daughter nuclides. After spectrum analysis it was determined that the activity of ²³²Th and ²²⁸Th was 4.61(2) Bq/ml and 3.82(7) Bq/ml, respectively. The activity of ²²⁸Ra must be quite low due to the chemical preparation of the final thorium-containing compound $(Th \cdot 3TOPO)(NO_3)_4$, which was supposed to remove the radium. The activity of ²²⁰Rn and the daughter elements was 92(2) % of ²²⁸Th activity. The reason for this is the escape of radon from the scintillator. Total α activity was estimated as

20.7(10) Bq/ml (as of July 8, 2016). The obtained activities of thorium mean that its concentration in the scintillator is 0.113(1) wt.%.

Waveform analysis and determination of the ²¹²Po half-life was performed using 12 ml of LS(Th) in a quartz vial connected to a fast PMT with high time characteristics, which is critical in working with fast chains of events. The time measurements is 216.67 hours. The energy spectra of the first events (²¹²Bi beta spectrum) and the second events (²¹²Po alpha spectrum) were constructed using the events identified as BiPo. Energy calibration was performed by comparing the measured beta spectrum with the Monte Carlo simulated beta spectrum using the Geant4 program and the Decay0 event generator. The full width at half maximum of ²¹²Po alpha peak with an energy $E_{\alpha} = 8785$ keV was determined as 15.5%.

The pulse shape of both signals was analyzed. They have slightly different time properties. The dependence of mean time of the signal on the energy was used to select BiPo events among possible background events or events of an irregular shape (for example, random coincidence of events).

The half-life of ²¹²Po is obtained as $T_{1/2} = 295.10(4)$ ns, which is the most accurate of all measurements of this process. The result is consistent with the current recommended value 294.3(8) ns.

In the dissertation the results of searches for the natural superheavy element seaborgium is described. Measurements were carried out with the low-background DAMA/R&D setup in the Gran Sasso laboratory with two scintillation crystals of cadmium tungstate ¹¹⁶CdWO₄. Low background is ensured by passive shielding made of ultra-pure copper, low-background lead, cadmium and paraffin. The entire setup is placed in a plexiglass box flushed with ultra-pure nitrogen.

The analysis was performed with data for 35,324 hours of measurements that began in 2011. Thus, the total exposure time of both crystals is 36,050 kg × hours. Signal shapes were processed using the optimal filter method, resulting in excellent signal discrimination of α particles and $\beta(\gamma)$ particles. 96% of events are discriminated by pulse shape. The rise time parameter was used to discriminate fast chains of ²¹²BiPo and events with energy deposition in the liquid scintillator. Constructed after event selection energy spectrum was described by models containing α peaks from internal contaminants ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁵U and their daughter products. Additionally, the presence of ²⁴¹Am and ²⁴⁴Cm was detected, initially mistakenly considered as an anomalously high content of ²¹⁰Po. The total α activity in the crystals was determined as 1.8 mBq/kg and 2.7 mBq/kg, respectively.

The presence of natural seaborgium was determined based on the theory of its daughter nucleus emitting a high-energy alpha particle, $E_{\alpha} > 8.9$ MeV and the halflife of seaborgium as 10⁹ years. The number of events possibly caused by seaborgium presence in the 8.9-14.0 MeV energy range was calculated as 511 events. And the number of ²¹²BiPo-events, which could be present in the $E_{\gamma} > 2.7$ MeV range (in gamma-scale) was estimated to be 539 events. This number was determined by simulating of ²¹²BiPo-events according to the parameters of the detector setup, such as baseline noise, energy resolution, pulse shapes with possible fluctuations in the leading edge, etc. The best upper limit on the number of sought α decays was determined from the analysis of entire range 8.9-14.0 MeV using the Feldman-Cousins method. The obtained value is $\lim S = 24.1$ (90% confidence level). Thus, the obtained upper limit on the abundance of seaborgium atoms relative to tungsten atoms is $\eta \le 5.1 \times 10^{-15}$ atoms(Sg)/atoms(W) with a 90% confidence level. This value is lower than the previous limit set with the ZnWO₄ crystal scintillator, 5.5×10^{-14} atoms(Sg)/atoms(W). However, it is worth mention that the calculated limit is established within a theory that assumes a specific set of features, namely: the half-life of seaborgium is 10^9 years, and the daughter element of seaborgium emits a high-energy alpha particle with energy more than 8.9 MeV.

The reached sensitivity is better than or comparable to that of other kinds of experiments which look for spontaneous fission of natural superheavy elements or use the accelerator mass-spectrometry.

The AMoRE project is aimed at studying double beta decay of ¹⁰⁰Mo. Double beta decay is the process that help to establish the absolute neutrino mass, therefore there are many groups searching for it. There are two main types of double beta decay, they are two-neutrino double beta and neutrinoless double beta. These types of

decay can occur by principally different mechanism. Two-neutrino double beta decay was observed for 11 isotopes. And this decay isn't so interesting in the point of view of something that violate already known laws of nature. Although its study is undoubtedly important in determining the values of the nuclear matrix elements of double β decay, both two-neutrino and neutrinoless. Neutrinoless 2β decay is a possible process and its discovery will lead to extention of the currently best theory of the interaction of elementary particles, the Standard Model. It is already known that neutrino has a non-zero mass, but after determination of the absolute value of mass we will establish neutrino mass hierarchy. One of the mechanisms of neutrinoless 2β decay is the Majorana neutrino. If the theory about Majorana neutrino is correct, it could explain the baryonic asymmetry of the universe. 6 crystals of $^{48depl}Ca^{100}MoO_4$ were used at the first stage of the experiment, called AMoRE-pilot. The detector system is cooled to temperatures of ~ 10 mK. The simultaneous reading of the heat and light signals provide better discrimination of different type of signals. This technique is called scintillation bolometric research.

The signal's pulse shapes were analyzed for obtaining the energy dependence of signal rise time and the light-to-heat ratio. Excellent discrimination of α and $\beta(\gamma)$ events helps to build energy spectrum with low background. After the peaks analysis the background activity of ²³⁸U, ²³²Th and ²³⁵U with their daughter elements in all six crystals was estimated. The shape of the α -spectrum in the range of 2.5-7 MeV was obtained by simulating the internal and surface contamination. Simulated spectrum is in good agreement with the experimentally measured one. The established background level is (2.22 ± 0.3) × 10⁻² counts per keV per kg per year in the range of interest around the Q-value (¹⁰⁰Mo) = 3034 keV. According to the plan, background level in the final stage AMoRE-II should be two orders of magnitude lower. This reduction is essential for the experiment's sensitivity to reach the level of inverted neutrino mass hierarchy. As a result, the second stage of the study is carried out with Li₂MoO₄ are lower, so it is highly likely that AMoRE-II will be conducted with lithium-containing crystals.

Key words: alpha decay, superheavy elements, low-background experiments, double beta decay, scintillating bolometers, ²¹²Po, seaborgium Sg, ¹⁰⁰Mo.

Список публікацій здобувача за темою дисертації

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

- V. Alenkov, ..., N.V. Sokur, ... "Alpha backgrounds in the AMoRE-pilot experiment." *The European Physical Journal C*, vol. 82, no. 1140, 13 p., 2022 (Q1, DOI: <u>10.1140/epjc/s10052-022-11104-3</u>). (Дисертанту належить аналіз теплових та світлових сигналів сцинтиляційного болометру).
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. Incicchitti, D.V. Kasperovych, V.V. Kobychev, M. Laubenstein, D.V. Poda, O.G. Polischuk, N.V. Sokur, V.I. Tretyak, "Search for naturally occurring seaborgium with radiopure ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators." *Physica Scripta*, vol. 97, no. 085302, 9 p., 2022 (Q1, DOI: <u>10.1088/1402-4896/ac7a6d</u>). (Дисертанту належить моделювання ВiPo-подій у сцинтиляторі ¹¹⁶CdWO₄ та їх внесок в енергетичний спектр).
- 3. P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. Incicchitti, D.V. Kasperovych, V.V. Kobychev, O.G. Polischuk, N.V. Sokur, V.I. Tretyak, "The half-life of ²¹²Po." *The European Physical Journal A*, vol. 57, no. 215, 11 p., 2021 (Q1, DOI: <u>10.1140/epja/s10050-021-00510-y</u>). (Дисертанту належить аналіз сигналів у рідкому сцинтиляторі, побудова енергетичних спектрів, визначення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Po та систематичних неточностей).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріялів дисертації:

4. Н.В. Сокур, "Аналіз сигналів у експерименті AMoRE." XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2022, с. 88.

http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2022/index.html

5. П. Беллі, Р. Бернабей, Ф.А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Караччіоло, Д.В. Касперович, В.В. Кобичев, М. Лаубенштайн, Д.В. Пода, О.Г. Поліщук, Н.В. Сокур, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Пошук природного сіборгію у вольфрамі за допомогою кристалів вольфрамату ¹¹⁶Cd." XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2022, с. 60

http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2022/index.html

- 6. N.V. Sokur, "AMoRE: a Low temperature bolometric experiment to search for double beta decay of ¹⁰⁰Mo with molybdate crystal scintillators." *International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering – fabrication, properties and applications. Book of Abstracts. – Lviv, 2021,* p. 105. <u>http://science.lpnu.ua/sites/default/files/attachments/2021/sep/24928/omee-2021-</u> abstracts-and-title.pdf.
- 7. N.V. Sokur, "Analysis of pile-up events in AMoRE." Functional Materials for Technical and Biomedical Applications. Book of Abstracts. – Kharkiv, 2021, p. 41.
- 8. Н.В. Сокур, "Порівняння підходів до аналізу накладених подій в експерименті AMoRE." International Conference of Young Scientists and Post-Graduate Students. Book of Abstracts. Uzhhorod, 2021, p. 167.
- 9. Н.В. Сокур, "Низькотемпературні сцинтиляційні болометри з кристалами молібдатів для пошуку подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Mo." *Functional Materials for Technical and Biomedical Applications. Book of Abstracts. Kharkiv, 2020,* р. 38.
- 10. Н.В, Сокур (від імені колаборації AMoRE), "AMoRE: низькотемпературний сцинтиляційний болометричний експеримент з пошуку подвійного бетарозпаду ¹⁰⁰Mo." *XXVII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. Київ, 2020*, с. 117.
- 11. Н.В. Сокур, П. Беллі, Р. Бернабей, Р.С, Бойко, Ф.А. Даневич, А. Ді Марко, А. Інчікітті, Д.В. Касперович, Ф. Капелла, В. Караччіоло, В.В. Кобичев, О.Г. Поліщук, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Найточніше значення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро.", XXVI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2019, с. 70.

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

12. Н.В. Сокур, П. Беллі, Р. Бернабей, Р.С. Бойко, Ф.А. Даневич, А. Ді Марко,

А. Інчікітті, Д.В. Касперович, Ф. Капелла, В. Караччіоло, В.В. Кобичев, О.Г. Поліщук, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Вимірювання періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро за допомогою насиченого торієм рідкого сцинтилятора." Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2018». Тези доповідей. – Львів, 2018, с. 19.

https://physics.lnu.edu.ua/conferences/heureka2023/files/Heureka2023.pdf

13. П. Беллі, Р. Бернабей, Р.С. Бойко, Ф.А. Даневич, А. Ді Марко, А. Інчікітті, Д.В. Касперович, Ф. Капелла, В. Караччіоло, В.В. Кобичев, О.Г. Поліщук, Н.В. Сокур, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Вимірювання періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро за допомогою насиченого торієм рідкого сцинтилятора." *Nuclear Physics and Atomic Energy*, vol. 19, no. 3, pp. 220-226, 2018 (Q4, DOI: <u>10.15407/jnpae2018.03.220</u>). (дисертанту належить аналіз сигналів у рідкому сцинтиляторі, побудова енергетичних спектрів, визначення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро).

3MICT

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	17
ВСТУП	19
РОЗДІЛ 1. Альфа-розпад: теоретичні уявлення та експериментальні	
дослідження. Подвійний бета-розпад атомних ядер	27
1.1. Альфа-розпад: теорія та дослідження	27
1.1.1. Основи теорії альфа-розпаду	27
1.1.2. Квантове тунелювання	28
1.1.3. Рідкісні альфа-розпади	31
1.1.4. Елементи, важчі за уран	32
1.2. Подвійний бета-розпад	33
1.2.1. Двонейтринний 2бета-розпад	36
1.2.2. Безнейтринний 2бета-розпад	
1.2.3. Способи дослідження 2бета-розпаду	40
1.2.4. Сучасні дослідження з пошуку 2бета-розпаду	44
1.3. Висновки до розділу 1	48
РОЗДІЛ 2. АЛЬФА-РОЗПАД ІЗОТОПУ ²¹² Ро	50
2.1. Вступ	50
2.2. Опис установки	53
2.3. Аналіз даних дослідження	58
2.3.1. Аналіз форми сцинтиляційних сигналів	58
2.3.2. Спектри подій від ВіРо	63
2.3.3. Визначення відстані між сигналами	65
2.3.4. Період напіврозпаду ²¹² Ро	67
2.3.5. Комбінована стандартна неточність	68
2.3.6. Висновки до розділу 2	73
РОЗДІЛ З. ПОШУК НАДВАЖКОГО ЕЛЕМЕНТУ СИБОРГІЮ	76
3.1. Стан досліджень з пошуку надважких елементів	76
3.2. Опис дослідження	80

3.3. Аналіз даних83
3.3.1. Визначення вмісту сиборгію
3.4. Висновки до розділу 391
РОЗДІЛ 4. Фон від альфа-частинок в дослідженні AMoRE
4.1. Дослідження AMoRE92
4.1.1. Установка AMoRE-Pilot94
4.2. Забрудненість сцинтиляційного кристалу СМО97
4.2.1. Відбір альфа-подій97
4.2.2. Альфа-альфа збіги98
4.3. Моделювання фону101
4.3.1. Альфа-спектр101
4.3.2. Поверхнева α-забрудненість ізотопом ²¹⁰ Pb102
4.4. Опис альфа-спектру модельованим фоном105
4.4.1. Альфа-спектр від внутрішніх та поверхневих забрудників105
4.4.2. Поверхневий фон в області дослідження109
4.5. Висновки до розділу 4110
ВИСНОВКИ111
ПОДЯКИ113
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ114
ДОДАТОК136

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

0ν2β	_	безнейтринний подвійний бета-розпад.	
2ν2β	_	двонейтринний подвійний бета-розпад.	
Бк	—	бекерель (одиниця вимірювання радіоактивности, 1 с ⁻¹).	
вккр	_	відліків на (кеВ × кг × рік)	
ГВ	_	гігавибірка (вибірка, яку обробляєосцилограф, = 10 ⁹).	
Д.Й.	_	довірча ймовірність (англ.: confidence level).	
E3	_	електронне захоплення	
м.в.е.	—	метри водного еквіваленту (одиниця вимірювання довжини).	
MB	—	мегавибірка (вибірка, яку обробляє осцилограф, = 10 ⁶).	
ММК	_	металевий магнітний калориметр.	
MCM	_	метод сталого множника.	
HBE	_	надважкі елементи.	
ПМС	_	прискорювальна мас-спектрометрія.	
ΠΦ	_	показник форми (англ.: SI - shape indicator).	
ПШПВ	_	повна ширини на пів вистоти.	
PC	_	рідкий сцинтилятор (приклад, PC:Th – рідкий сцинтилятор насичений торієм).	
С/Т-співвідношення	_	співвідношення світло/тепло.	
СМ	_	Стандартна модель.	
ΦΕΠ	_	фотоелектронний помножувач.	
Ч.С.В.	_	числа ступенів вільности.	
ЧН	_	час наростання.	
ЯМЕ	_	ядерні матричні елементи (позначення "М").	
A	_	атомне число.	
AMoRE	_	Advanced Molybdenum-based Rare process Experiment (дослідження з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰ Mo).	
СМО	_	СаМоО ₄ або Са ¹⁰⁰ МоО ₄ , залежно від змісту.	
CTF	_	counting test facility (тип детектора, лічильник).	
HPGe	_	high-purity germanium detector (надчистий германієвий	

	детектор).
LMO –	Li_2MoO_4 або $Li_2^{100}MoO_4$, залежно від змісту.
Q –	енерговиділення розпаду (<i>Q</i> -значення).
Sg ^{III} –	дочірнє ядра сиборгію Sg.
T _{1/2} –	період напіврозпаду.
Z –	заряд ядра.

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження.

Альфа-розпад вперше спостережено 1899 р. Е. Резерфордом, а 1928 р. Дж. Гамовим, і незалежно Р.В. Герні та Е. Кондоном, було запропоновано теоретичний опис цього процесу як квантового тунелювання через кулонівський бар'єр. У квазікласичному наближенні ймовірність проникнення утвореної альфа-частинки крізь кулонівський бар'єр можна обчислити методом Вентцеля-Крамерса-Брілюена (ВКБ). Складнішою задачею є обчислення ймовірности утворення альфа-частинки всередині ядра.

Дослідження рідкісних альфа-розпадів сприяють уточненню ядерних даних, вивченню структури ядра, процесів нуклонного спарювання тощо. Завдяки розвитку дослідницьких методів та покращенню чутливости, останнім часом зросла зацікавленість до вивчення альфа-розпадів із дуже короткими та дуже довгими періодами напіврозпаду. Наприклад, 2003 року в дослідженні з кристалом германату бісмуту як низькотемпературним сцинтиляційним болометром було виявлено альфа-активність ²⁰⁹Ві (який вважався найважчим стабільним ядром), період напіврозпаду якого оцінили як $T_{1/2} \approx 1.9 \times 10^{19}$ р. Про результати відкриття повідомили в журналі Nature. Дослідження альфа-розпадів також пов'язано з пошуками надважких елементів, можливе існування яких почали обговорювати в 50-х роках 20-го ст. Вважається, що такі елементи могли бути утвореними в, наприклад, зіткненнях нейтронних зір, де присутні великі потоки нейтронів, або з вибухом наднових. Тому, теоретично, надважкі елементи можуть бути присутніми на Землі в достатній концентрації, щоб їх виявити. Дослідження в цій області допоможуть краще зрозуміти такі явища як магічні числа та острівець стабільности, і потенційно привести до відкриття нових «цеглинок» в додаток до тих приблизно 100, що є зараз в періодичній таблиці елементів.

Дослідження ядра з найкоротшим періодом напіврозпаду серед природних ізотопів, яким є ядро ²¹²Ро, дозволяє вивчати явища, що проявляються в

порівняно дуже малих часових масштабах, порядку мікросекунд та наносекунд. В таких дослідженнях необхідно використовувати обладнання, що має високі часові характеристики. Вивчення сигналів з тривалістю до кількох десятків наносекунд може бути корисним у ширшому колі задач, наприклад, у дослідженнях сцинтиляційних процесів у різних речовинах, або у вдосконаленні методів аналізу сигналів таких детекторів, як сцинтиляційні болометри, що використовують у дослідженнях подвійного бета-розпаду, пошуках темної матерії тощо.

Дослідження подвійного бета-розпаду наразі є передовим методом дослідження природи нейтрино. Оскільки період напіврозпаду цього процесу складає більше 10¹⁷ р., дослідження вимагають наднизьких фонів. Тому такі низькофонові дослідження зазвичай проводять глибоко під землею, а матеріяли детекторної установки намагаються якомога краще очистити від забрудників. Оскільки досягти нульового рівня фону неможливо, варто вивчити забрудненість в установці й за можливости знайти способи їх зменшити. Тому багато уваги приділяють вивченню внутрішнього та поверхневого фону. Проводять моделювання, й таким чим намагаються якнайкраще описати форму фонового спектру. В дисертаційній роботі цьому буде присвячено розділ про дослідження AMoRE.

Мета і завдання дослідження відповідно до предмета та об'єкта дослідження.

Предметом дослідження є пошук надважких елементів, альфа-розпад ядра з найменшим періодом напіврозпаду серед відомих природних радіоактивних ізотопів ²¹²Ро та альфа-фон у дослідженні AMoRE з вивчення подвійного бетарозпаду.

Об'єкти дослідження — надважкий елемент сиборгій Sg (Z = 106), ізотопи ²¹²Po, ¹⁰⁰Mo.

В межах дисертаційної роботи сформовано наступні завдання:

1. отримати найточніше значення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро.

- 2. визначити концентрацію надважкого елементу сиборгію в кристалі ¹¹⁶CdWO₄ як можливої домішки до хімічно подібного вольфраму.
- 3. вивчити фон від альфа-розпадів у дослідженні AMoRE з пошуку подвійного бета-розпаду¹⁰⁰Mo.

Методи дослідження.

Визначення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро проведено методом аналізу ланиюжків 212 BiPo. швидких Характеристикою, яка визначає період напіврозпаду, є розподіл часової відстани між послідовними сигналами від першого розпаду ²¹²Ві та наступного розпаду ²¹²Ро. Реєстрування сигналів відбувалося з використанням рідкого сцинтилятора та швидкої електроніки: одного фотопомножувача та осцилографа. Використаний метод визначення відстані між сигналами в ВіРо-події зветься "метод сталого множника". Основною перевагою цього методу є значне зниження залежности так званої критичної точки сигналу (мається на увазі будь-яка точка, жорстко зв'язана із початком сигналу) від висоти та часових флуктуацій сигналу. Аналіз форми сигналів проведено методом оптимального фільтру. Енергетичні спектри побудовано з інтегрування площі сигналу від його початку й за 11 нс (приблизно за 12 нс після початку сигналу починають з'являтися післяімпульси, які, найімовірніше, пов'язані з особливостями роботи фотопомножувача). визначено із моделювання бета-спектру ^{212}Bi Енергетичну шкалу 3 використанням пакету Geant4 та порівняння змодельованого спектру із виміряним.

Часовий розподіл подій в ВіРо описано двома експоненційними функціями: одна описує власне ВіРо-події, інша — фонові збіги. Параметр періоду напіврозпаду внесено у першу функцію.

Визначення сиборгію в кристалі ¹¹⁶CdWO₄ проведено методом пошуку високоенергетичного альфа-піку від дочірнього елементу сиборгію. Відповідно до одної з моделей про природний сиборгій, його період напіврозпаду складає 10⁹ років, а дочірній елемент, після розпаду сиборгію, піддається альфа-розпаду з випроміненням альфа-частинки високої енергії. Пошуки цієї альфа-частинки

проводили на проміжку від 8,9 MeB до 14,0 MeB. Таким чином, проведений пошук сиборгію є модельно-залежним. Тобто результати дослідження з використанням даного методу варто зв'язувати із особливостями моделі, в межах якої дане дослідження зроблено. Вимірювання даних проведено низькофонової гамма-спектрометрії. Використано методами лва сцинтиляційних кристали ¹¹⁶CdWO₄, які оточені кількарівневим пасивним захистом. Аналіз даних складався з часово-амплітудного аналізу, аналізу спектрів, моделювання швидких ланцюжків ²¹²ВіРо. Альфа-спектр побудовано після відбору альфа-подій методом оптимального фільтру та з відбором за сигналу. ВіРо-події бути подібними часом наростання можуть ЛО високоенергетичних альфа-подій, тому, щоб визначити кількість присутніх ВіРо-подій в альфа-спектрі, їх спектр було змодельовано відповідно до характеристик детекторної системи. Після наближення змодельованого спектру ВіРо-подій до виміряного альфа-спектру, в шуканій енергетичній області не було виявлено піку. Тому було використано метод Фельдмана-Коузінса, з якого визначено кількість шуканих подій, що могла бути відсутньою в спектрі з певної довірчою ймовірністю. Метод Фельдмана-Коузінса дав теоретичне верхнє обмеження на поширеність сиборгію в кристалі.

Метою вивчення альфа-фону в дослідженні AMoRE-pilot було продумати необхідні кроки щодо його зниження на подальших стадіях дослідження. Дослідження AMoRE має за мету зайти безнейтринний подвійний бета-розпад ¹⁰⁰Мо, а без достатнього низького фону це дослідження просто неможливе. Метол вимірювання ланих зветься сцинтиляційним болометричним дослідженням. Суть цього методу полягає в одночасному зчитуванні з кристалу теплового і світлового сигналів. Такий метод є гарним способом розрізнити типи подій за певними особливостями сигналів. Особливо наголошується на співвідношенні між виділеним у кристалі теплом та світлом, яка є різною в різних типів частинок. Кристали охолоджено до температур ~10 мК, а температурні зміни реєструє так званий надпровідний квантовий прилад та металевий магнітний калориметр.

Рівень альфа-активности визначено зі швидкости лічби в певному проміжку навколо Q-значення відповідного ізотопу та з аналізу альфа-альфа збігів різних ланцюжків розпаду. Поверхневу та внутрішню альфа-активність змодельовано в пакеті Geant4. Після нормування змодельованого спектру на раніше визначені активності було встановлено чудову узгодженість моделі із виміряним альфа-спектром.

У всіх випадках аналіз проводився з використанням середовища ROOT зі всіма необхідними бібліотеками. ROOT широко використовується у фізиці елементарних частинок, а робота алгоритмів його бібліотек перевірена багатьма дослідниками за останні 20 років.

Наукова новизна отриманих результатів:

- 1. Отримано найточніше серед усіх проведених досліджень значення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро як $T_{1/2} = 295,1(4)$ нс, що узгоджується з результатами колаборацій Вогехіпо та XENON, але відхиляється від табличного значення, рекомендованого до 2019 року, $T_{1/2} = 299(2)$ нс. Наразі табличне значення складає $T_{1/2} = 294,3(8)$ нс.
- 2. З аналізу даних вимірювань із низькофоновими сцинтиляційними детекторами з кристалами ¹¹⁶CdWO₄ встановлено обмеження на поширеність надважкого елементу сиборгію в кристалі ¹¹⁶CdWO₄ на рівні η ≤ 5,1 × 10⁻¹⁵ атомів(Sg)/атомів(W) з 90% довірчою ймовірністю.
- 3. Вивчено поверхневу забрудненість кристалів молібдатів кальцію (СМО) з використанням моделювання у Geant4. Змодельовано ланцюжки розпадів ²³⁸U, ²³²Th та ²³⁵U як внутрішні та поверхневі забруднення. Усі змодельовані фонові спектри добре описують дані всіх шести детекторів в області 2,5-7,0 МеВ. Середній рівень фону п'ятьох детекторів від поверхневого забруднення становить (2,22 ± 0,03) × 10⁻² відліків на (кеВ × кг × рік) в досліджуваній області Q(¹⁰⁰Mo) = 3034 кеВ.

Особистий внесок здобувача.

Дисертант розробив методи аналізу даних, отриманих у вимірюваннях із рідким сцинтилятором насиченим торієм, що проводилися для визначення періоду напіврозпаду ²¹²Ро, взяв вирішальну участь в аналізі даних дослідження з пошуку надважкого елементу сиборгію, займався аналізом теплових та сцинтиляційних сигналів низькотемпературного сцинтиляційного болометричного детектора в дослідженні AMoRE, побудовою енергетичних спектрів.

Протягом аналізу даних дослідження з ²¹²Ро автору дисертації належить розроблення алгоритму аналізу сигналів із рідкого сцинтилятору, а саме, визначення часових характеристик сигналу, їх залежність від енергії, вплив різних виявлених чинників на форму енергетичних спектрів, побудова часового розподілу між сигналами ВіРо-подій, визначення систематичних неточностей, пов'язаних як з аналізом, так і з зовнішніми чинниками, такими як вплив температури, характеристики вимірювальної апаратури.

У дослідженні з пошуку надважкого елементу сиборгію дисертант проводив моделювання ВіРо-подій у сцинтиляторі ¹¹⁶CdWO₄. Змодельовано β -сигнали ²¹²Ві та α -сигнали ²¹²Ро відповідно до властивостей детекторної системи та побудовано їх енергетичні спектри. Це дозволило визначити кількість фонових ВіРо-подій в області енергетичного спектру, де проводили пошук сигналу від розпаду дочірнього ядра сиборгію, та на порядок покращити чутливість дослідження.

Автором дисертації проведено аналіз теплових та сцинтиляційних сигналів сцинтиляційного болометру дослідження AMoRE. Випробувано кілька алгоритмів аналізу. Побудовано спектри детекторів та оцінено їх енергетичну роздільну здатність.

Апробація матеріялів дисертації:

- 29-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 26-30.09.2022, ІЯД НАНУ, Київ, Україна;
- Міжнародна конференція молодих учених та аспірантів ІЕФ'2021, 26-28.05.2021, Ужгород, Україна;
- X International Conference on New Frontiers in Physics (by Zoom), 23.08-02.09.2021, Kolymbari, Crete, Greece;

- 4. Міжнародна школа-семінар «Functional materials for technical and biomedical applications», 06-10.09.2021, Kharkiv, Ukraine;
- International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering fabrication, properties and applications (OMEE), 28.09-02.10.2021, Lviv, Ukraine;
- 22nd AMoRE collaboration meeting (by Zoom), 23-25.08.2021, IBS, Daejeon, South Korea.
- 21th AMoRE collaboration meeting (by Zoom), 24-26.02.2021, IBS, Daejeon, South Korea.
- 27-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 21-25.09.2020, ІЯД НАНУ, Київ, Україна;
- 9. Міжнародна школа-семінар «Functional materials for technical and biomedical applications», 07-10.09.2020, Коропове, Україна;
- 26-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 08-12.04.2019, ІЯД НАНУ, Київ, Україна;
- 11. Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2018», 15-17.05.2018, Львів, Україна.

Структура та обсяг дисертації.

Текст дисертації складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел із 264 посилань, 42 рисунків, 11 таблиць. Загальний обсяг дисертації становить 138 сторінок, з яких 94 сторінки основного тексту.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами.

Дослідження проводилися в рамках наступних договорів:

- Дослідження подвійного бета-розпаду, рідкісних альфа- та бета-розпадів / Гранти НАН України дослідницьким лабораторіям/групам молодих вчених НАН України для проведення досліджень за пріоритетними напрямами розвитку науки і техніки 2020-2021 рр. / ДР № 0120U101838 / 2020-2021;
- 2. Подвійний бета-розпад атомних ядер / Конкурс НФДУ "Підтримка досліджень провідних та молодих учених" / ДР № 0120U104845 / 2020-

2022;

Розробка болометричних експериментів для пошуку подвійного бетарозпаду / Цільова програма наукових досліджень НАН України "Участь в новітніх міжнародних проєктах з фізики високих енергій та ядерної фізики" на 2021-2023 рр. / ДР № 012U111684 / 2021-2023;

РОЗДІЛ 1.

Альфа-розпад: теоретичні уявлення та експериментальні дослідження. Подвійний бета-розпад атомних ядер.

1.1. Альфа-розпад: теорія та дослідження

1.1.1. Основи теорії альфа-розпаду

Альфа-розпад є один із типів розпаду нестабільних ядер із достатньо високою кількістю протонів. Цей процес можна розглядати як дуже несиметричний спонтанний поділ ядра або випромінювання кластеру:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + \alpha \tag{1.1}$$

Наразі ізотопом із найменшим зарядовим числом, в якого зареєстрували α розпад, є ¹⁰⁴Te із Z = 52 та періодом напіврозпаду $T_{1/2} < 18$ нс [1]. Починаючи від перших досліджень й донині дослідження α -розпаду залишаються потужним методом вивчення властивостей ядра, його структури та різних особливостей, як, наприклад, оболонкові ефекти, магічні числа, деформація тощо [2][3]. Зокрема завдяки спостереженню α -розпаду було відкрито синтезовані надважкі елементи [4][5][6].

 α -розпад є проявом квантового тунелювання, як це теоретично запропонували Гамов [7] і окремо Кондон з Герні [8][9]. Відповідно до теорії Гамова, сформована в ядрі α -частинка тунелюванням долає потенціальний бар'єр. Ширина α -розпаду визначається ймовірністю формування кластеру α -частинки та ймовірністю проникнення крізь бар'єр. Останню можна обчислити напівкласичним наближенням Вентцеля-Крамерса-Брілюена (ВКБ). Є чимало інших підходів, що описують тунелювання, та мають в основі саме наближення ВКБ [10][11][12][13][14]. Але також є й інші методи опису, наприклад, з використанням радіальної хвильовою функції із розв'язку рівняння Шредінгера [15][16][17][18].

Енергія (Q), яка виділяється з розпадом визначається з мас початкового m_{π} й кінцевого ядер m_{κ} та, власне, маси α -частинки m_{α} :

$$Q = m_{\rm n} - (m_{\alpha} + m_{\rm k}) \tag{1.2}$$

Стабільність ядра визначається його енергією зв'язку (E_{3B}) або ж, що тотожньо, масою (M). Енергія зв'язку пов'язана з кількома явищами, але основну роль відіграє ядерна взаємодія, яка тримає вкупі нуклони. Відповідно до сучасних уявлень, нуклон складається із кварків, які обмінюються глюонами (бозон сильної взаємодії). Внаслідок породження з глюону кварк-антикваркової пари, антикварк може зчепитися з валентним кварком нуклону й утворити нейтральний піон π^0 , який, у свою чергу, може захопитися сусіднім нуклоном. Такий обмін піоном і є силою, яка тримає ядро в купі. Ця ядерна сила визначає структуру ядра.

Першу напівемпіричну залежність енергії зв'язку від зарядового Z та масового числа A склав Вайцзекер у своїй роботі 1935 р. [19]. Наразі формула широковідома як напівемпірична формула Вайцзекера (формула (1.3)).

$$E_{_{3B}} = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(N, Z)$$
(1.3)

Перші два доданки, об'ємний і поверхневий, описують сильну взаємодію між нуклонами. Третій доданок пов'язаний із кулонівським відштовхуванням протонів, саме тому зі збільшенням числа Z нейтронів стає несиметрично більше, щоб ядро трималося купи. Четвертий доданок пов'язаний із принципом заборони Паулі: коли нейтронів стає більше, вони мусять займати вищі енергетичні рівні, зменшуючи загальну енергію зв'язку. Доданок просто залежить від асиметричности ядра (N - Z). Останній доданок пов'язаний з явищем, званим спарюванням. Ядро з парною кількістю протонів і нейтронів є стабільнішим. Модель ядра, в якій енергія зв'язку описується рівнянням 1.3, має назву макроскопічна модель рідкої краплини.

1.1.2. Квантове тунелювання

Висота кулонівського бар'єру поблизу поверхні ядра складає приблизно 25 MeB. Зважаючи на дослідження, найвища зареєстрована енергія α-частинки

у природних розпадах складає 8.954 MeB¹ у ²¹²Po з ланцюжку ²³²Th, чого явно не достатньо щоб подолати бар'єр. Але хвильова функція вказує на те, що існує ненульова ймовірність існувати α -частинці за межами бар'єру. Появу α -частинки ззовні ядра звуть квантовим тунелюванням. Ймовірність такого явища визначається зв'язком

$$P \sim \exp\left(-2\sqrt{2m(V(r)-Q)}\cdot l\right), \qquad (1.4)$$

де l – товщина потенціалу, m – маса α -частинки, V(r) – кулонівський потенціал. Із припущенням, що потенціал наближено можна розглянути як багато нескінченно тонких квадратних потенціалів, ймовірність можна переписати у формі

$$P \sim \exp\left(-2\int_{R_0}^{R} \sqrt{2m(V(r)-Q)} dr\right),$$
 (1.5)

де *R* – радіус, де енергія α-частинки зрівнюється з висотою кулонівського бар'єру. Не вдаючись у математичні перетворення, в підсумку отримуємо результат:

$$\ln P \sim \frac{a'}{\sqrt{Q}} + b' \tag{1.6}$$

Щоб отримати із цього співвідношення фізично вимірювану величину – період напіврозпаду (або сталу розпаду) – необхідно оцінити як часто сформована α -частинка намагається подолати бар'єр. Найпростіший спосіб — пов'язати частоту f зі швидкістю частинки v і пройденою відстанню, яку найбільшою можна взяти як рівною діаметру ядра $2R_0$, таким чином:

$$f = \frac{v}{2R_0} = \sqrt{\frac{Q}{2mR_0^2}}$$
(1.7)

¹ Варто відмітити, що ²¹²Ві може розпадатися на збуджені рівні ²¹²Ро, звідки є ймовірність не γ-переходу на нижні рівні, а відразу α-розпаду в ²⁰⁸Tl. В такому розпаді маємо α-частинки з енергією 10,554 MeB з імовірністю 0.016 %; 10,436 MeB – 0.001 % і 9,503 MeB – 0.0034 %.

Стала розпаду λ пропорційна ймовірності тунелювання та частоті, звідки:

$$\ln \lambda \sim \ln p + \ln f = \frac{a'}{\sqrt{Q}} + b'' + \frac{1}{2}\ln(Q) \sim \frac{a}{\sqrt{Q}} + b , \qquad (1.8)$$

останнім доданком знехтували через його малість відносно інших. Сталі *а* та *b* вимірюють із досліду, в кожного ядра вони особливі. Про співвідношення (1.8) вперше повідомили Ґейґер та Неттал у роботі [20], хоча вони сформували його у вигляді

$$\log \lambda = a + b \log R \,, \tag{1.9}$$

де *R* – пройдена відстань у матеріялі. Цю залежність звуть формулою Ґейгера-Неттала.

Окрім ймовірности подолати кулонівський бар'єр, на період напіврозпаду також впливає зміна орбітального моменту ядра. Спін α -частинки рівний 0, тому переходи без зміни спіну та парности ядра проходять з більшою ймовірністю. В парно-парних ядрах α -перехід завжди є 0⁺ \rightarrow 0⁺. Закони збереження визначають умови переходу:

$$|I_j - I_i| \le l_\alpha \le I_j + I_i,$$

$$\frac{\pi_i}{\pi_j} = (-1)^{l_\alpha}$$
(1.10)

де *i* та *j* – дочірнє і початкове ядро відповідно, l_{α} – кутовий момент α -частинки.

Наприклад, в переході з рівня 2⁺ на 1⁻ α -частинка може мати кутовий момент $l_{\alpha} = 1$ або 3. Хоча в обох випадках енергія α -частинки буде однаковою, але виліт не буде ізотропним відносно ядра. Але зважаючи, що ядро має довільне положення, напрям вильоту не грає суттєвої ролі. Окрім того, насправді з більшою ймовірністю відбуватиметься виліт із меншим кутовим моментом. Зміну моменту ядра можна описати додатковим потенціалом, його можна назвати "бар'єром обертання", який вносить в період напіврозпаду поправку $F(l) = f^{l_{\alpha}}$, де f – множник, який отримують з досліду. Гарним прикладом ядер, де можна оцінити такий вплив, є ^{211m}Po (²⁵/₂⁺), ^{212m}Po (18⁺), ^{214m2}Rn (8⁺). Ці ізотопи розташовані близько до повністю заповненої протонної оболонки Z = 82. Це означає, що форма ядер мусить бути дуже сферичною, тому на період напіврозпаду більшою мірою впливає не деформація ядра, а кутовий момент. Детальніше про це можна почитати в [21].

Найбільший виміряний період напіврозпаду зараз належить ізотопу ²⁰⁹Ві із $T_{1/2} = (1,9 \pm 0,2) \times 10^{19}$ р. [22] з основного рівня на основний. ²⁰⁹Ві довгий час вважали найважчим стабільним ізотопом. 2012 року провели вимірювання переходу на 1^{ий} збуджений рівень з результатом $T_{1/2} = (1,4 \pm 0,2) \times 10^{21}$ р. [23] та ймовірністю переходу (98,8 ± 0,03) % (англ.: branching ratio, BR).

1.1.3. Рідкісні альфа-розпади

Вивчення α-розпадів – чудовий спосіб досліджувати ядерну структуру, реакції злиття чи поділу, оскільки, як було зазначено в попередньому пункті, процес α-розпаду проходить як підбар'єрне проникнення, що виникає внаслідок взаємодії α-частинки з ядром.

Чисельні теоретичні моделі постійно розвиваються й покращуються [24] [25][26][27][28][29][30][31]. Частково це зумовлено намаганням віднайти довгоживучі надважкі елементи та передбачити їх період напіврозпаду [32][33]. Серед запропонованих моделей є кластерна модель [34], узагальнена густиннозалежна кластерна модель [35][36], модифікований дво-потенціальний підхід в деформованих ядрах [37], густинно-залежна ефективна взаємодія МЗҮ (англ.: Michigan threerang Yukawa) [38], узагальнена модель рідкої краплини [39], об'єднана модель α-розпаду та α-захоплення [40][41]. В обчисленнях α-розпаду особливо деформацію адже важливо враховувати ядер, більшість α-випромінювачів мають деформовану форму, як багато було вказано в [40][42] [43][44]. В роботі [45] ефективний радіальний потенціал між аксіальносиметричним дочірнім α-частинкою ядром та розглянули ЯК суму деформованого ядерного потенціалу Вудса-Саксона, деформованого потенціалу, відцентрового потенціалу кулонівського 3 урахуванням квадрупольних та гексадекапольних параметрів деформації дочірнього ядра. Ефект орієнтації та деформованої поверхневої дифузности на ефективний

потенціал, коєфіцієнт проходження та частоту зіткнень (про які йшлося в пункті 1.1.2) був значним, тому врахування точнішого опису деформованої поверхневої дифузности замість середньої форми та його вплив на широкому відтинку α-розпадників може бути досить цікавим. З іншого боку, експериментаторам необхідно розуміти в яких межах очікувати період напіврозпаду під час продумування досліду, особливо коли α-випромінювач досить далеко від лінії стабільности.

З підвищенням чутливости детекторів, особливо в дослідах, пов'язаних з низькофоновими вимірюваннями в підземних лабораторіях, зросла кількість досліджень з пошуку природних довгоживучих α -розпадників. Коли α -розпад супроводжується вильотом γ -квантів, що відбувається в розпадах на збуджені рівні дочірнього ядра або коли дочірнє ядро нестабільне й розпадається далі, спостереження таких γ -квантів слугує способом реєстрації α -розпаду. Часто користуються низькофоновим германієвим детектором, як, наприклад, в дослідженнях з осмієм [46]. Теоретично обчислені періоди напіврозпаду способами, описаними в [47][48][49], перевірено майже на 400 ядрах і всі виміряні значення переважно знаходяться в проміжку з відхиленням не більше ніж у 2-3 рази.

1.1.4. Елементи, важчі за уран

Дослідження з утворення елементів, важчих за уран, розпочалися у середині 30-х років минулого століття. Фермі й Сегре в Римі та Ган і Майтнер у Берліні намагалися використати нейтронне захоплення ураном з подальшим щоб трансуранові Хоча більшість β⁻-розпадом утворити елементи. трансуранових елементів аж до Айнштайнію було утворено пізніше в ядерних реакторах, Ган і Штрасман відкрили, що після захоплення нейтрону, нагріті уранові ядра діляться на дві приблизно однакові частини [50]. Такий процес ядерного поділу 1939 р. Майтнер і Фриш [51] описали як краплину, що ділиться на дві менших краплини. В 40-х і 50-х роках синтезували нептуній (Np, Z = 93), плутоній (Pu, Z = 94), к'юрій (Cm, Z = 96), америцій (Am, Z = 95) і важчі ядра. З подальшим розвитком оболонкових моделей передбачали стабільність ядер з

магічними числами, зокрема, з протонним числом 126 і нейтронним 184. Пізніше обчислення вказали також на магічність чисел 114 або 120. Ядрам з такими магічними числами дали назву "надважкі елементи". Більше про дослідження з надважкими елементами буде сказано в розділі 3 «Пошук надважкого елементу сиборгію».

1.2. Подвійний бета-розпад

Перетворення, що зветься бета-розпадом, полягає в спонтанному розпаді ядра зі зміною його заряду на одну одиницю з випроміненням електрону або позитрону залежно від певного ядра. Цей процес вперше спостережено Е. Резерфордом 1899 р. Певний час було відкритим питання про неперервність спектру β-частинки, що вперше дослідив Дж. Чедвік 1914 р. [52]. 1930 р. В. Паулі запропонував існування частинки, пізніше названої нейтрино, яка б забирали на себе частину енергії, таким чином створюючи неперервний β-спектр . Теорію β-розпаду описав Е. Фермі в 1933 р. [53]. В роботі використано квантово-механічний підхід, що передбачає утворення пари лептонів у момент перетворення нуклона. Загальні схеми різних типів β-розпаду наведено нижче:

$$\beta^{-}: \quad {}^{A}_{Z} X \rightarrow {}^{A}_{Z+1} Y + e^{-} + \bar{\nu_{e}}$$

$$\beta^{+}: \quad {}^{A}_{Z} X \rightarrow {}^{A}_{Z-1} Y + e^{+} + \nu_{e}$$

E3:
$${}^{A}_{Z} X + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1} Y + \nu_{e}$$

(1.11)

де "ЕЗ" - електронне захоплення.

Останній доданок в рівнянні (1.3), $\delta(N, Z)$, рівний нулю в ядрах з непарним A, від'ємний у парно-парних ядрах і додатний у непарно-непарних ядрах. Таким чином, ізобари з парним A утворюють дві гілки залежности M(A, Z) від Z, що зображено на Рис. 1.1. Помітно, що парно-парні ядра мають меншу масу ніж непарно-непарні, тому в певних випадках β -розпад може бути енергетично неможливий, але натомість може існувати сусіднє легше ядро, заряд якого відрізняється на 2 одиниці, на що 1935 р. звернула увагу М. Ґьоперт-Маєр [54]. В такому разі можливий перехід на таке ядро без



Рис. 1.1: Залежність маси M(A,Z) від зарядового числа Z в ізобарів з парним A. Завдяки явищу спарювання парно-парні ядра мають нижчу масу порівняно з непарно-непарними. Бета-розпад із точки a до точки b неможливий, але процес другого порядку (в теорії Фермі) $2\beta^-$ -розпад з точки a до точки c енергетично можливий. Те ж стосується і випадку $2\beta^+$ -розпаду або 2E3 з точки e до точки c.

проміжного стану з випроміненням двох пар лептонів (див. рівняння (1.12) і Рис. 1.2).



Рис. 1.2: Загальна схема подвійного бета-розпаду.

Теоретичні оцінки таких переходів, які названо подвійним β-розпадом (2βрозпадом), було оцінено на рівні 10¹⁷ р і вище.

$$2 \nu 2 \beta^{-}: \quad {}^{A}_{Z} X \rightarrow {}^{A}_{Z+2} Y + 2 e^{-} + 2 \overline{\nu}_{e}$$

$$2 \nu 2 \beta^{+}: \quad {}^{A}_{Z} X \rightarrow {}^{A}_{Z-2} Y + 2 e^{+} + 2 \nu_{e}$$

$$2 \text{E3}: \quad {}^{A}_{Z} X + 2 e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-2} Y + 2 \nu_{e}$$

$$(1.12)$$

 2β -розпад в теорії Фермі є процесом другого порядку малости відносно сталої Фермі G_F , що робить його менш імовірним за звичайний β -розпад. Тому 2β -розпад ядер, в яких енергетично можливий ще й два послідовних β -розпадів, досліджувати складніше. Значно простіше, коли β -розпад сильно подавлений [55].

У рівнянні (1.12) закладено так званий закон збереження лептонного числа *L*. Електрону й нейтрино приписують L = +1, а їх античастинкам, позитрону й антинейтрино L = -1. Таким чином з електроном має вилітати саме антинейтрино. Однак цей закон не є фундаментальним законом, породженим якимось типом симетрії природи, тому наразі ми не можемо беззаперечно непорушність стверджувати цього закону. Стандартна (CM)модель елементарних частинок, запропонована Глешоу, Вайнбергом і Саламом, містить в собі закон збереження лептонного числа. Але багато, теорій, наприклад, теорія об'єднання взаємодій, припускають порушення цього закону. 1937 p. Е. Майорана запропонував модель [56], в якій нейтрино й антинейтрино є тотожними, таке нейтрино звуть майоранівським. В теорії ж Дірака нейтрино не є тотожним з антинейтрино. Майоранівська природа нейтрино дозволяє відбуватися 2β-розпаду ядра з вильотом лише пари електронів (безнейтринний 2β-розпад, 0v2β 0v2β-розпад), на що вперше вказав В. Фаррі [57]. Він запропонував 0v2β-розпад за участю віртуального нейтрино; тоді нейтрино мусить мати ненульову майоранівську масу. Наявність у нейтрино ненульової маси робить можливим ефект нейтринних осциляцій. Перше дослідження, в якому зафіксували прояв осциляцій, опубліковано 1968 р. [58]. Тоді в зареєстрованому потоці виявили недостачу сонячних нейтрино, але причин цієї



Рис. 1.3: Діаграми Фейнмана. Безнейтринна мода (а) та двонейтринна мода (б).

недостачі не з'ясували. Зміну аромату сонячних нейтрино, яка власне й спричиняла їх недостачу, підтверджено в Садберівській нейтринній обсерваторії [59]. Про спостереження осциляцій атмосферних і реакторних нейтрино див., наприклад, [60]. Таким чином було доведено наявність у нейтрино маси. Однак самого значення маси з осциляцій не визначити, а спостереження $0v2\beta$ -розпаду є одним з найчутливіших способів це зробити. Безнейтринний 2β -розпад, окрім того, особливий тим, що порушує число B - L (баріон – лептон). Виявлення процесів, що порушують цю симетрію, матимуть значний вплив на теорії, які намагаються пояснити асиметрію між матерією й антиматерією у Всесвіті. Інші теорії припускають існування $0v2\beta$ -розпаду, але завдяки іншим механізмам, до прикладу, з припущенням домішок правих струмів у слабкій взаємодії [61], завдяки яким можливе перетворення нейтрино в антинейтрино.

Узагальнюючи, є два основні процеси – двонейтринний 2β-розпад і безнейтринний 2β-розпад, які описані різними теоретичними моделями [62][63] [64][65][66]. Відповідні діаграми Фейнмана зображено на Рис. 1.3.

1.2.1. Двонейтринний 2бета-розпад

У класичній теорії слабкої взаємодії Фермі 2β-розпад є точковим процесом
другого порядку малости за $G_F = 1.66 \times 10^{-5}$ ГеВ². Але, відповідно до сучасної теорії електрослабкої взаємодії, β-розпад відбувається шляхом обміну W[±]-бозону, тобто обидва β-перетворення 2β-процесу містять дві точки, де присутня стала слабкої взаємодії (початок і кінець лінії W⁻-бозону на діаграмі Фейнмана з Рис. 1.3). Таким чином, подвійний бета розпад є процесом четвертого поІрядку малости відносно сталої слабкої взаємодії. Зв'язок періоду напіврозпаду з теоретичними параметрами має наступний вигляд:

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{2\nu}|^2$$
(1.13)

де $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ – інтеграл по фазовому простору чотирьох лептонів, випромінених у процесі розпаду; залежить від енергії переходу $Q_{\beta\beta}$ і заряду ядра Z, його можна обчислити достатньо точно. $M^{2\nu}$ – ядерний матричний елемент (ЯМЕ) $2\nu 2\beta$ -розпаду, описує ефекти структури ядра. ЯМЕ обчислити складніше.

Загальні способи обчислення фазового множника описано в [67][68]. Фазовий множник є інтегралом по усіх можливих енергіях та кутах вильоту усіх лептонів у розпаді.

$$G^{2\nu} \propto \int_{m_{e}}^{E_{0}-m_{e}} F(Z, E_{e_{1}}) p_{e_{1}} E_{e_{1}} dE_{e_{1}} \times \int_{m_{e}}^{E_{0}-m_{e_{1}}} F(Z, E_{e_{2}}) p_{e_{2}} E_{e_{2}} dE_{e_{2}}$$

$$\times \int_{0}^{E_{0}-E_{e_{1}}-E_{e_{2}}} p_{\nu_{1}}^{2} (E_{0}-E_{e_{1}}-E_{e_{2}}-p_{\nu_{1}})^{2} dp_{\nu_{1}}$$
(1.14)

де $E_0 = Q_{\beta\beta} + 2m_e$, F(Z, E) - функція Фермі, яка описує кулонівську взаємодію $утвореного електрону, <math>E_e$, p_e , p_v – повна енергія, імпульси електронів та нейтрино відповідно.

ЯМЕ-ти визначають ймовірність 2β-розпаду початкового ядра в дочірнє. Їх обрахунок вимагає врахування всіх можливих переходів між двома багатонуклонними системами. В теорії збурень ЯМЕ має наступний вигляд [69]:

$$M(i \to f) = \sum \langle f | H_{\beta} | k \rangle (E_k - E_i)^{-1} \langle k | H_{\beta} | i \rangle$$
(1.15)

де *i* – початковий стан материнського ядра, f – кінцевий стан дочірнього ядра, k – проміжний стан ядра. E_k і E_i – енергії станів. Сумування іде по проміжних станах k. H_β – функція Гамільтона слабкої взаємодії. Необхідно оцінити хвильову функцію початкового та кінцевого ядер та оператора, який їх поєднує. Цей оператор описує одночасне перетворення двох нейтронів на два протони. В більшости досліджувані ядра мають основний стан 0⁺, перехід може бути на основний стан 0⁺ або збуджений, а завдяки збереженню ізоспіну, ЯМЕ-ти мають лише внесок Гамова-Теллера, таким чином матричний елемент двонейтринного 2β-розпаду має такий вигляд:

$$M^{2\nu} = \langle f | \sum \tau_j \tau_k \boldsymbol{\sigma}_j \cdot \boldsymbol{\sigma}_k | i \rangle, \qquad (1.16)$$

оператори *τ* перетворюють нейтрон початкового ядра в протон кінцевого ядра, σ – матриці Паулі.

1.2.2. Безнейтринний 2бета-розпад

Період напіврозпаду 0v2β-розпаду, пов'язаний з майоранівською природою нейтрино, виражається подібно до випадку 2v2β-розпаду, але додатково присутній параметр, що вказує на порушення лептонного числа:

$$(T_{1/2}^{\ 0\nu})^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \eta^2, \text{ ge}$$

$$\eta = \frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle}{m_e}, \ \langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum m_j U_{ej}^2 \right| = |U_{e1}^2 e^{i\alpha_1} m_1 + U_{e2}^2 e^{i\alpha_2} m_2 + U_{e3}^2 m_3 |$$
(1.17)

 $\langle m_{\beta\,\beta}\rangle$ – ефективна майоранівська маса, $m_{\rm j}$ – масові стани нейтрино, $U_{\rm ej}$ – елементи матриці Понтекорво-Макі-Накагави-Сакати, яка описує осциляції нейтрино [70][71], α_1 і α_2 – майоранівські фази.

ЯМЕ-ти 0v2 β -перетворення, окрім внеску Гамова-Теллера $M_{TT}^{0\nu}$, містять ще ЯМЕ-ти Фермі $M_{\phi}^{0\nu}$ та тензорні ЯМЕ-ти $M_{T}^{0\nu}$ ([62][72]):

$$M^{0\nu} = \left(\frac{g_A^{eff}}{g_A}\right)^2 [M_{\Gamma T}^{0\nu} + M_T^{0\nu}] + \left(\frac{g_V^{eff}}{g_A}\right)^2 M_{\phi}^{0\nu}, \qquad (1.18)$$

де $g_A^{e\!f\!f}$ і $g_V^{e\!f\!f}$ – ефективні аксіально-векторні та векторні сталі зв'язку.

$$M_{\Gamma T}^{0\nu} = \langle f | \sum \tau_{j} \tau_{k} \boldsymbol{\sigma}_{j} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{k} H_{\Gamma T}(\boldsymbol{r}_{jk}, E) | i \rangle, \qquad (1.19)$$

$$M_{\phi}^{0\nu} = \langle f | \sum \tau_{j} \tau_{k} H_{\phi}(r_{jk}, E) | i \rangle, \qquad (1.20)$$

$$M_{T}^{0\nu} = \langle f | \sum S \tau_{j} \tau_{k} H_{T}(r_{jk}, E) | i \rangle, \text{ ge}$$

$$S = 3(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}_{jk}) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}_{jk}) - \boldsymbol{\sigma}_{j} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{k} \qquad (1.21)$$

 $|i\rangle$ та $|f\rangle$ – хвильові функції початкового та кінцевого ядер в станах 0⁺. Очікується, що перехід 0⁺ \rightarrow 0⁺ є найімовірнішим в 0v2β-розпаді, хоча він може складати й малу частку (порядку 10⁻⁴) від всіх подвійних переходів Гамова-Теллера. $H_{\Gamma T}(r_{jk}, \bar{E})$, $H_{\phi}(r_{jk}, \bar{E})$ і $H_{T}(r_{jk}, \bar{E})$ – нейтринні потенціали, що залежать від відстані r_{jk} між двома нуклонами та середньої енергії \bar{E} .

Існують моделі 0v2β-розпаду з вильотом так званих майоронів, одного чи більше. Порівняльні спектри зображено на Рис. 1.4. Майорон в теорії з'являється внаслідок спонтанного порушення глобальної симетрії як бозон Намбу-Ґолдстоуна. Майорон взаємодіє лише з нейтрино. Тому в будь-якій моделі, де з'являється масовий доданок у нейтринному пропагаторі, природним чином може виникнути конкуруюча взаємодія майорон-нейтрино-



Рис. 1.4: Теоретичні спектри суми енергій двох електронів, випромінених у 2v2β-розпаді (синім), 0v2βМ-розпаді (фіолетовим), де М – означає "майорон", 0v2β-розпаді (червоним).

антинейтрино. Майорон, який взаємодіє з лівим нейтрино, походить з нейтрального *H*⁰ Хіґзівського ізотриплету. Однак такий мультиплет теоретично складно вмістити в рівняння. Натомість частіше в моделях можна зустріти майорон, який взаємодіє з правим нейтрино, описаним ізосинглетним скаляром. Вираження періоду напіврозпаду має вигляд:

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^M |\langle g \rangle M_{\langle m_{\nu} \rangle}^{\text{nerke}}|^2, \qquad (1.22)$$

де $\langle g \rangle = \sum_{i < j} U_{ei}^{(11)} U_{ej}^{(11)} g_{ij}$. Ефективна стала взаємодіє $\langle g \rangle$ є досить малою (детальніше можна почитати в [64]). Тому спостереження випромінення майоронів є малоймовірним навіть у випадку відсутности подавлення від малости маси нейтрино. Теоретичні моделі з масивним майороном (в англ. літературі "bulk majoron") було представлено в [73][74][75]. Отримати обмеження на ефективну сталу $\langle g \rangle$ можна з використанням тих же ЯМЕ-тів з механізму легкого масивного нейтрино, відрізняється лише кінематична функція.

1.2.3. Способи дослідження 2бета-розпаду.

Способи дослідження з пошуку 2β-розпаду можна поділити на два підходи — прямі й непрямі. У прямих дослідженнях два випромінених електрони безпосередньо реєструються детектором (будь-якого типу, наприклад, сцинтиляційним або напівпровідниковим) в мить самого 2β-розпаду. Можна реєструвати час події, енергію, інколи кутовий розподіл електронів. В непрямих дослідженнях можна оцінити лише вміст дочірнього продукту від 2β-розпаду, який міститься в матеріялі/породі. Вперше цей процес зареєстрували саме непрямим способом, але він не дає інформації про тип розпаду. Тому в основному сучасні дослідження використовують прямий спосіб.

Непрямі способи. Геохімічний спосіб полягає в аналізі давньої породи, що містить 2 β -розпадний ізотоп, з метою визначити кількість дочірніх атомів, що утворилися протягом значного часу. Вік таких порід складає від 10⁶ до 10⁹ років Повідомили про виявлення 2 β -розпаду вперше 1950 року в роботі [76], де аналізували телурову руду віком ~ 1,5 ± 0,5 мільярду років на розпад ¹³⁰Te.

Відтоді таким способом здійснено оцінку 2 β -розпаду таких ізотопів як ⁸²Se [77] [78], ¹³⁰Ba i ¹³²Ba [79][80], ⁹⁶Zr [81][82] та інших [83]. В більшости випадків дочірнім елементом є газ, тому зразок можна розігріти, витягнувши таким чином утворені дочірні ядра та визначити ізотопне відношення масспектрометрією. Основним джерелом систематичної неточности є утримання газу в породі. Також клопіт завдають фонові космічні мюони, що можуть призводити до випромінення з ядра нейтронів. Також треба враховувати забрудненість зразка ²³⁵U i ²³⁸U, поділ яких на ядра з меншою масою може призвести до появи дочірніх 26 продуктів. А відслідкувати геологічну історію породи та час перебуття на поверхні майже неможливо.

Суть радіохімічних методів полягає в реєстрації радіоактивних дочірніх ізотопів від 2 β -розпаду (як і геохімічного). Такий спосіб використано в дослідженні 2 β -розпаду ²³⁸U в ²³⁸Pu [84]. Дочірній продукт видаляють зі зразку, очищають та реєструють його подальший розпад. Очевидною перевагою цього способу дослідження перед геохімічним є цілковите знання історії досліджуваного зразку, тому невизначеності, пов'язані з віком породи та іншими супутніми труднощами, відсутні.

Прямі способи. Зусилля сучасних досліджень направлені на пряму реєстрацію двох електронів, випромінених у 2β-розпаді. Покращити чутливість до реєстрації можна кількома способами. Щоб їх оцінити, варто звернути увагу на визначення періоду напіврозпаду двонейтринної моди:

$$T_{1/2}^{2\nu} = N_A \ln 2 \frac{\varepsilon \cdot M \cdot \eta}{W \cdot N} t , \qquad (1.23)$$

де N_A – число Авогадро, є – ефективність детектора, η – ізотопна поширеність у зразку масою M, W – молярна маса джерела, N – кількість спостережених 2 β подій, t – час вимірювань. Якщо ж достовірно вказати на присутність 2 β розпаду не можна, тоді нижню межу на період напіврозпаду отримують з виразу:

$$T_{1/2}^{2\nu} > N_A \ln 2 \frac{\varepsilon \cdot \eta}{W \cdot k_{\Pi \breve{H}}} \sqrt{\frac{M \cdot t}{N_{\phi o H} \cdot \Delta E}}, \qquad (1.24)$$

де $N_{\phi_{0H}}$ – кількість фонових подій нормованих на одиницю енергії, маси джерела і часу вимірювання (наприклад, відліки · кг⁻¹ · кеВ⁻¹ · рік⁻¹), ΔE – енергетичний проміжок пошуку 2v2 β , $k_{Д\ddot{\mu}}$ – "кількість" стандартних відхилень, яка пов'язана з довірчою ймовірністю (Д.Й.) (наприклад, 1.64 σ з 90% ДЙ). У формулі (1.24) припускається гаусовий розподіл фонових флуктуацій. Кращим підходом буде використати метод найбільшої правдоподібности до енергетичного спектру. Однак така спрощена формула дає уявлення про способи покращення 2 β дослідів:

- 1. Масивне джерело з високим вмістом досліджуваного ізотопу. Заради цього зразки часто штучно збагачують.
- 2. Низький рівень фону. Цей чинник дуже важливий, тому заради подавлення фону докладають багато зусиль: хімічними способами очищають зразок, використовують низькофонові матеріяли, самі дослідження проводять під землею з низьким рівнем довколишнього фону, додатково очищають установку надчистим азотом, використовують різні типи захисту (активного та пасивного).
- 3. Підвищити ефективність реєстрації.
- Гарна енергетична роздільна здатність, що особливо важливо в пошуках 0v-моди, оскільки (1) допомагає відрізнити 0v-пік від можливих піків від розпадів сторонніх радіоактивних забруднень та (2) зменшує присутність неперервного спектру 2v-моди в область дослідження 0v-моди [85] (див. Рис. 1.5).

Способи прямої реєстрації 2β-розпаду можна розділити на дві групи: ті, в яких використано однорідні калориметричні детектори (джерело водночас є детектором), та ті, в яких використано топологічні детектори (сукупність роздільних детекторів).



Рис. 1.5: Сума енергій двох електронів (K_{ee}), випромінених у 2 β -розпаді. Пунктирна лінія від 0 до 1 відображає енергетичний спектр у двонейтринній моді (K_{ee} від 0 до Q-значення). У вкладеній картинці зображено накладання фону на гіпотетичний пік від безнейтринної моди (рисунок взято з [86]).

Однорідні калориметричні детектори. Калориметри є найбільш поширеним типом детектора. В більшости випадків матеріял детектора містить в собі джерело 2 β -розпаду. Наприклад, напівпровідникові германієві HPGe або кадмій-цинк-телурид CdZnTe, сцинтилятори, низькотемпературні болометри, рідко-газові детектори (з благородними газами). Підхід "джерело=детектор" підвищує ефективність реєстрації майже до 100% та звільняє установку від додаткових детекторів. Зазвичай енергетична роздільна здатність детекторів досить висока, особливо у напівпровідникових детекторів та болометричних. Здатність розділяти частинки суттєво знижує рівень фону. Наприклад, аналіз форми сигналів може показати відмінність у формах β -подій та α -подій.

Топологічні детектори. В цьому випадку джерело й детектор не є одним і тим же матеріялом. Натомість джерело оточене кількома детекторами, завдяки яким можна дослідити кути вильоту й треки електронів; таким чином можна

значно подавити фон. Недоліком є більші розміри установки, нижча ефективність реєстрації та, як правило, невисока енергетична роздільна здатність. Але все ж топологічна реконструкція забезпечує краще співвідношення сигналу до фону, ніж роздільна здатність.

Більшість $0v2\beta$ -досліджень використовують однорідний калориметричний підхід, підвищуючи ефективність реєстрації випромінених у розпаді електронів. Найкращим топологічним детектором був NEMO-3, що працював з 2003 до 2011 р. [87][88]. В цьому дослідженні кілька різних ізотопів вмістили в тонку фольгу, яку розмістили в циліндричному детекторі з калориметричних блоків, між якими знаходилися дротяні трекові датчики. Детектор мав кілька рівнів пасивного захисту із заліза, дерева, борної води. Результати, отримані з використанням NEMO-3, є найкращими за співвідношенням сигнал/фон з більшістю використаних ізотопів.

1.2.4. Сучасні дослідження з пошуку 2бета-розпаду.

За понад 70-річну історію досліджень подвійного бета-розпаду вдалося досягти чутливости до $2\nu 2\beta$ -розпаду на рівні 10^{24} р., а до $0\nu 2\beta$ -розпаду – 10^{26} р. Двонейтринну моду $2\beta^-$ -розпаду наразі виміряно в 11 ізотопах серед 35 можливих. Результати досліджень з деякими посилками перелічено в Табл. 1.1.

Табл. 1.1: Виміря	<i>чні періоди напів</i> р	розпаду різних	х ядер віднос	гно 2ν2β⁻-розі	паду та
рекомендовані ус	середнені значенн.	я. Похибки ус	ереднених зн	ачень з 68% Д	Į.Й.

	$T_{1/2}(2\nu 2\beta)$, років			
Ізотоп	Значення	Посилання	Рекомендоване [118]	значення
⁴⁸ Ca	$(4,2-6,4) \times 10^{19}$	[89][90][91][92]	$5,3^{+1,2}_{-0.8}$	×10 ¹⁹
⁷⁶ Ge	$(0,8-1,9) \times 10^{21}$	[93][94][95][96] [97][98][99]	1,88±0,08	×10 ²¹
⁸² Se	$(0,83-1,3) \times 10^{20}$	[78][100][101]	$0,87^{+0,02}_{-0,01}$	×10 ²⁰
⁹⁶ Zr	$(0,94-3,9) \times 10^{19}$	[81][82][102] [103]	2,3±0,2	×10 ¹⁹

¹⁰⁰ Mo	$(2,1-11,6) \times 10^{18}$	[104][105][106]	$7,06^{+0,15}_{-0,13} \times 10^{18}$
¹¹⁶ Cd	$(2,6-2,9) \times 10^{19}$	[107][108][109]	$2,69\pm0,09$ ×10 ¹⁹
¹²⁸ Te	$(2,2-7,7) \times 10^{24}$	[110][111]	$2,25\pm0,09$ ×10 ²⁴
¹³⁰ Te	$(6,1-27) \times 10^{21}$	[112][110][111] [113]	$7,91\pm0,21$ ×10 ²⁰
¹³⁶ Xe	$(2,17-2,3) \times 10^{21}$	[114][115]	$2,18\pm0,05$ ×10 ²¹
¹⁵⁰ Nd	$(6,8-18,8) \times 10^{18}$	[116][106][117]	$8,4\pm1,1$ ×10 ¹⁸
²³⁸ U	$(2,0\pm0,6) \times 10^{21}$	[84]	$2,0\pm0,6$ ×10 ²¹

KamLAND-Zen.

На сьогодні з дослідження КашLAND-Zen [119][120] отримано найкраще обмеження на період напіврозпаду ¹³⁶Хе. Дослідження проходить в шахті Каміока (Японія) й використовує нейтринний детектор КашLAND (англ.: Катіока Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector). Фізичні вимірювання почали 2011 р. із рідким сцинтилятором насиченим ксеноном Хе до 90,6 %, що містився у внутрішньому сферичному балоні посередині детектора. Перші вимірювання завершилися в червні 2012 р із експозицією 89,5 кг × рік. Тоді встановили обмеження $T_{1/2}^{0\nu}>1,9 \times 10^{25}$ р. з 90% Д.Й. [121]. Другу стадію вимірювань розпочали після вимушеного додаткового очищення сцинтилятору. Об'єднуючи дані з даними першої стадії, було отримано найкраще на той час обмеження на 0v2β-розпад: $T_{1/2}^{0\nu}>1,07 \times 10^{26}$ р., що означає верхнє обмеження на майоранівську масу нейтрино m₈₈ < 61 – 165 меВ. [119].

Останні вимірювання із 745 кг збагаченого ксенону (стадію названо KamLAND-Zen 800), що тривали з січня 2019 р. до травня 2021 р., завершилися з обмеженням $T_{1/2}^{0\nu}$ >2,3 × 10²⁶ р. (90% Д.Й.). Таким чином маса нейтрино m_{ββ} < 36-156 меВ [120].

EXO-200 та nEXO.

В дослідженні ЕХО-200 використовували рідку часово-проєкційну камеру (ЧПК) на основі Хе. Із енергетичною роздільною здатністю 1,23% / Е та приблизно 75 кг робочого об'єму Хе, ЕХО-200 вдалося досягти обмеження

 $T_{1/2}^{0\nu}>1,1\times10^{25}$ р. на першій стадії [122]. Окрім того, дослідники вивчали моди із випроміненням майоронів [123], а також порушення лоренцівської та СРТ симетрії [124]. Після останніх покращень установки отримали трохи краще обмеження $T_{1/2}^{0\nu}>1,8\times10^{25}$ р. та детальніше проаналізували фон, що використовують у наступній стадії проєкту — nEXO. Із використанням 5 тон ксенону збагаченого ¹³⁶Хе на 90% планують досягти чутливости до $T_{1/2}^{0\nu}$ на рівні 10^{28} р. і навіть більше [125]. nEXO буде вимірювати одночасно сигнали від сцинтиляційного світла та "дрейфуючої йонізації", що, таким чином, дозволить побудувати тривимірну картину енергетичних втрат.

NEXT.

Вимірювати 0v2β-моду ¹³⁶Хе також мають на меті в проєкті NEXT, в якому використовують електро-люмінесцентну високотискову (10-15 бар) ЧПК. Використання пропорційного електро-люмінесцентного підсилення забезпечує великий вихід фотонів, що покращує енергетичну роздільну здатність. В роботі [126] показано, що вдалося досягти ~1% повної ширини на пів висоти (ПШПВ) на 2.6 МеВ. Треки двох випромінених електронів можна буде використати в розділенні подій з іншою топологією.

Дослідники оцінюють, що, використовуючи своє обладнання, зможуть досягти чутливости до періоду напіврозпаду на рівні 6,0 × 10^{25} р. після 3 років вимірювань [127], що означатиме чутливість до майоранівської маси нейтрино у 80-160 меВ, залежно від моделі розрахунку ЯМЕ-тів. В останній роботі [128] прозвітовано про отримане обмеження $T_{1/2}^{0\nu} > 5,5 \times 10^{23}$ р. $-1,3 \times 10^{24}$ р. (90% Д.Й.) залежно від методу, з 3,50 ± 0.01 кг ¹³⁶Хе-збагаченого ксенону. В аналізі використано дані з 271,6 днів вимірювань зі збагаченням ізотопм ¹³⁶Хе та 208,9 днів зі збідненням ¹³⁶Хе.

Подібну методику планують використати на подальшій стадії NEXT-100.

SNO+.

SNO+ використовуватиме обладнання із дослідження SNO [129], яке проводили біля Садбері (Онтаріо, Канада) на глибині 2 км у лабораторії

SNOLAB. Нове дослідження планують провести із 780 тоннами рідкого сцинтилятора, насиченого 3,9 тоннами природного телуру із вмістом ¹³⁰Te 1,3 тонни. За 5 років вимірювань розраховують вийти на чутливість до $0\nu\beta\beta$ -моди на рівні 2,1 × 10²⁶ років. А якщо підвищити ізотопну збагаченість ¹³⁰Te, то можна досягти й більше ніж 10²⁷ р.

Кріогенні детектори.

Зараз розвиватися дослідження почали 3 використанням низькотемпературних сцинтиляційних болометрів. Методику запропонували Фіоріні та Нінікоскі [130], яка полягає у вимірюваннях температурних коливань, викликаних енерговиділенням у кристалі, охолодженого до низьких температур (~10 мК). Ця методика має багато переваг: відмінну енергетичну роздільну здатність (0.1%, теоретично), високу ефективність реєстрації більшість ізотопів-2β-розпадників можна електронів. використати ЯК початковий матеріял для вирощування кристалів. Остання особливість корисна тим, що, в разі відкриття, його можна буде перевірити, використавши інший ізотоп.

Найбільшим болометричним дослідом зараз є CUORE, в якому працює ~750 кг кристалів TeO₂ із природним ізотопним складом (206 кг телуру ¹³⁰Te). Дослідження CUORE дало уявлення про можливості великомасштабних болометричних досліджень з гарною енергетичною роздільною здатности в $\sigma = 3,2$ кеВ. Із фоном в 1.5×10^{-2} подій / (кеВ × кг × рік) CUORE встановив найкраще обмеження на 0v2β-розпад ¹³⁰Te: $T_{1/2}^{0\nu} > 2,2 \times 10^{25}$ р. (90% Д.Й.) [131].

Найближчими роками очікують підвищити чутливість до безнейтринного 2 β -розпаду в досліді CUPID [132], який використовуватиме збагачені кристали з можливістю визначення частинок (альфа чи бета) у кріостаті CUORE. Раніше було здійснено кілька проєктів, метою яких було визначити найкращий кристал та методику реєстрації світлового й теплового сигналів. Наприклад, CUPID-0 працював з 5 кг⁸²Se у сцинтиляційному кристалі ZnSe та показав рівень фону $3,5^{+1,0}_{-0,9} \times 10^{-3}$ подій / (кеB × кг × рік), втричі нижче ніж у CUORE. Але, на жаль,

кристали ZnSe мають відносно погану енергетичну роздільну здатність ($\sigma = 8.5$ кеВ). В досліді CUPID-Mo обробляли дані з 20 збагачених кристалів Li₂¹⁰⁰MoO₄ [133] із загальною масою 2,3 кг. З аналізу було встановлено роздільну здатність $\sigma = 3,2$ кеВ і > 99,9 % відкидання α -подій.

Установка CUPID розрахована на 250 кг Li₂¹⁰⁰MoO₄ із світлозчитувачами в кріостаті CUORE. В найкращому випадку CUPID може досягти рівня фону 10^{-4} подій / (кеВ × кг × рік), що в 100 разів краще ніж результати CUORE. З таким рівнем фону можна досягти $T_{1/2} = 1,1 \times 10^{27}$ р. за 10 років вимірювань. З деякими покращеннями установки в CUPID можливо досягти рівня фону 2×10^{-5} подій / (кеВ × кг × рік), а збільшивши масу кристалу до 1 тонни вмісту ізотопу навіть рівня 5 × 10⁻⁶ подій/(кеВ×кг×рік).

Врешті, дослідження AMoRE продемонструвало роботу сцинтиляційних кристалів з метало-магнітним калориметричними (ММК) датчиками зчитування тепла і світла у великих масштабах [134]. Про це дослідження вичерпно описано в розділі 4.

1.3. Висновки до розділу 1

Альфа-розпад — чудовий механізм вивчення структури й властивостей ядра. Хоча його перший теоретичний опис сформувався майже сотню років тому, завдяки розвитку дослідницьких методик та теоретичних підходів, зацікавленість до альфа-розпаду залишається на високому рівні. Наразі більше уваги зосереджено на вивченні рідкісних альфа-розпадів або дослідженні надважких елементів. На жаль, моделі надважких елементів сильно залежать від різного роду параметрів, тому складно передбачити, де саме необхідно шукати присутність таких елементів. Але відкриття природних надважких елементів підтвердило б існування острівця стабільности, передбаченого багатьма моделями. Острівець передбачають в моделі про оболонкову структуру ядра, і, якщо модель вірна, певна кількість нуклонів у ядрі може призвести до відносно стабільної системи. Тоді постане питання: на скільки великими можуть бути стабільні ядра? Безсумнівно дослідження з пошуку природних надважких елементів допоможе вирішити це питання. Дослідження з пошуку надважкого елементу сиборгію буде описано в розділі 3.

Причина все більшого інтересу до досліджень з пошуку подвійного бетарозпаду полягає в тому, що цей процес може стати ключем до розгадки головного питання людства — причини існування всього. Двонейтринний 2β -розпад вже був спостережений, але мета — відкрити безнейтринний 2β -розпад. Саме його відкриття дасть нам нові можливості у пізнанні того як влаштовано Всесвіт. Ми досі не знаємо природи нейтрино, ми не розуміємо механізму появи у нейтрино маси. Але ми можемо наблизитися до відповіді у великомасштабних дослідженнях, таких як AMoRE, CUPID. Пошук подвійного бета-розпаду вимагає дуже низьких фонів, тому багато роботи спрямовано в бік придушення фону, який в основному спричинено поверхневою та внутрішньою забрудненістю. Вивчення альфа-фону в дослідженні AMoRE з пошуку подвійного-бета розпаду ¹⁰⁰Мо викладено в розділі 4.

РОЗДІЛ 2. Альфа-розпад ізотопу ²¹²Ро

2.1. Вступ

Нуклід ²¹²Ро є альфа-розпадним дочірнім ядром ²¹²Ві з ланцюжку розпаду ²³²Th та має найменший час розпаду серед відомих природних радіоактивних нуклідів. Схему розпаду ²¹²Bi \rightarrow ²¹²Po \rightarrow ²⁰⁸Pb (скорочено такий ланцюжок подій звуть BiPo) та паралельний ²¹²Bi \rightarrow ²⁰⁸Tl \rightarrow ²⁰⁸Pb ланцюжок зображено на Рис. 2.1. Поточне табличне значення періоду напіврозпаду ²¹²Po складає $T_{1/2} =$ 294.3(8) нс [135]. На початок проведенн даного дослідження рекомендоване значення складало 299(2) нс [136].



Рис. 2.1: Ланцюжок розпаду ²¹²Ві \rightarrow ²¹²Ро \rightarrow ²⁰⁸Рb [135]. Також показано α перехід ²¹²Ві на ²⁰⁸Tl [137]. Період напіврозпаду ²¹²Ві вказано отриманий із даного дослідження. Енергії β та α розпадів вказано у кеВ.

В таблиці (2.1) можна подивитися історію вимірювань періоду напіврозпаду ²¹²Ро.

Рік (посилання)	Дослідницька методика	Період напіврозпаду, нс	
1939 [138]		300(100)	
1943 [139]	Лічильник Гейгера-Мюллера,	260(40)	
1948 [140]	зовнишнє джерело	300(15)	
1949 [141]	Лічильник Гейгера-Мюллера та пропорційний лічильник, зовнішнє джерело	304(4)	
1949 [142]	Лічильник Гейгера-Мюллера, зовнішнє джерело	220(10)	
1953 [143]	Лічильник Гейгера-Мюллера та пропорційний лічильник, зовнішнє джерело	290(10)	
1962 [144]	Пластиковий сцинтилятор, зовнішнє джерело	305(25)	
1963 [145]	CsI(Tl) та пластиковий сцинтилятор, зовнішнє джерело	305(5)	
1972 [146]	Джерело в рідкому сцинтиляторі	302(6)	
1975 [147]	Пластиковий сцинтилятор, поверхневий бар'єрний Au-Si детектор, зовнішнє джерело	296(2)	
1981 [148]	Поверхневий бар'єрний Au-Si та надчистий Ge детектори, зовнішнє джерело	309(11)	
2013 [149]	Джерело в рідкому сцинтиляторі	294,7(10)	
2014 [150]	Джерело в ВаF2 сцинтиляторі	298,8(16)	
2017 [151]	Джерело в рідкій/газовій Хе часово- проєкційній камері.	293,9(12)	
2018 [152]	Джерело в рідкому сцинтиляторі (1-ша стадія цього дослідження)	294,8(19)	
2020 [135]	Nuclear Data Sheets	294,3(8)	
Дане дослідження [153]	Джерело в рідкому сцинтиляторі	295,1(4)	

Табл. 2.1: Історичний огляд вимірювань періоду напіврозпаду ²¹²Ро.

Газові лічильники використовували у ранніх дослідженнях [138][139][140]

[141][142][143] для реєстрації β -частинок, що випромінюються з розпадом ²¹²Ві, та наступних α -частинок від ²¹²Ро.

В подальших дослідженнях [144][145][147][148] користувалися одночасно сцинтиляційними та напівпровідниковими детекторами, що реєстрували β та α частинки від зовнішнього джерела (в якому відбувався ланцюжок розпаду BiPo).

Застосовувалися різні підходи з використанням рідкого сцинтилятора, збагаченого джерелом, що має ВіРо-ланцюжок [146]. Подібний підхід було використано колаборацією Вогехіпо: кварцову посудину з торієм та рідкий сцинтилятор, насичений ²²⁰Rn, помістили в детектор Borexino Counting Test Facility (CTF) [149]. Період напіврозпаду ²¹²Po вимірювали з використанням сцинтилятора BaF₂, забрудненого радієм [150]. У дослідженні з детектором XENON100 (ксенонова рідко/газова часово-проєкційна камера) джерело ²²⁰Rn використовували для калібрування; використавши калібрувальні дані, було оцінено період напіврозпаду ²¹²Po [151].

Варто зазначити, що вимірювання періоду напіврозпаду ²¹²Ро часто відбувалося як додаткова до інших задач робота з аналізу ВіРо-ланцюжків [154] [108][155][156][157][158][159], наприклад: оцінювання внутрішньої забруднености торієм низькофонових детекторів, калібрування детекторів, вивчення нижніх рівнів α-розпадних ядер. Зазвичай такі оцінювання супроводжуються досить високими статистичними неточностями (аж до 17%), а систематичний вплив може зовсім не братися до уваги. В недавньому дослідженні з великою кількістю набраних статистичних даних [160], в якому зовнішнє торієве Th джерело поміщено між пластиковими сцинтиляторами, під'єднаними до фотопомножувачів (фотоелектронний помножувач, ФЕП), отримано значення $T_{1/2} = 294,09(7)$ нс. Однак, на жаль, не оцінено систематичні похибки, тому заявлена точність вимірювання викликає сумніви. В іншому вимірюванні [161] радонове газове джерело використано в калібруваннях ксенонової рідкої/газової часово-проєкційної камери PandaX-II. Але отримане значення $T_{1/2} = 297(6)$ нс має, порівняно з іншими останніми дослідженнями,

вказаними у таблиці 2.1, досить велику неточність.

Обираючи методику визначення періоду напіврозпаду ²¹²Ро даного дослідження, було взято до уваги недоліки попередніх досліджень. А саме, зi точність вимірювань сцинтилятором BaF₂ обмежено повільним сцинтиляційним відгуком детектора (ефективний сцинтиляційний час розпаду $\tau_{\rm eff} \approx 0.6$ мкс) та низьким співвідношенням сигнал-шум, причиною якого був досить скромний світловихід сцинтилятора (~ 10³ фотонів/МеВ_у) [162]. Рідкі сцинтилятори насичені Th показують гарні результати (як видно із Табл. 2.1). У вимірюваннях, проведеними колаборацією Borexino, був наступний ряд недоліків: часове "тремтіння" (англ.: time jitter) сукупності зi 100 фотопомножувачів, розсіяння сцинтиляційних фотонів, їх поглинання й перевипромінювання всередині великого об'єму СТГ детектора, смуга пропускання зчитувальної електроніки. Великий об'єм СТГ детектора (4,8 м³) рідкого сцинтилятора) призвів до того, що різниця відстані шляху проходження фотона до ФЕПів склала ~ 40 см, що, у свою чергу, призвело до додаткового уширення часового розподілу (середнє значення 2 нс).

Таким чином, щоб покращити точність вимірювання періоду напіврозпаду ²¹²Ро варто зменшити розмір рідкого сцинтилятора та використати швидкі ФЕП та електроніку. Для даного дослідження було виготовлено насичений торієм рідкий сцинтилятор (PC:Th). Результати першого вимірювання опубліковано в [152]. У зв'язку з бажанням покращити статистичну неточність, проведено подальші вимірювання, що мають в ≈ 64 рази більше статистичних даних [153].

2.2. Опис установки

Щоб виготовити насичений торієм рідкий сцинтилятор, було використано нітрат пентагідрат торію TH(NO₃)₄·5H₂O як початкову торієвмісну сполуку. У зв'язку з нерозчинністю нітрату торію в неполяризованих органічних розчинниках, було використано 20 % розчин триоктилфосфін оксиду (TOPO) у толуолі. Цей розчин змішали з нітрат пентагідратовою сіллю та отримали розчин, що містив 2 мг Th на 1 мл розчину TOPO (або 5 мг Th(NO₃)₄·5H₂O в 1 мл). Схематично розчинення нітрату торію виглядає наступним чином: $Th(NO_3)_4 \cdot 5H_2O + 3TOPO_{(рідкий)} \rightarrow Th \cdot 3TOPO(NO_3)_{4(рідкий)} + 5H_2O$

Отриманий торієвмісний органічний розчин розвели в співвідношенні 1:20 основі домішками рідким сцинтилятором на толуолу 3 0.1 % 3 2,5-дифенілоксазолу (PPO, C₁₅H₁₁NO, сцинтиляційна добавка) та 0,01 % 5-феніл-2-[4-(5-феніл-1,3-оксазол-2-іл)феніл]-1,3-оксазолу (РОРОР, С₂₄H₁₆N₂O₂, зміщувач спектра сцинтиляційного випромінювання). Кінцевий рідкий сцинтилятор містив ~ 0,1 ваг. % торію (²³²Th та ²²⁸Th з дочірніми елементами (див. Табл. 2.2)). Роботу з виготовлення сцинтилятору проводив співатор Р.С. Бойко.

Табл. 2.2: Радіоактивні нукліди з ланцюжку розпаду²³²Th в рідкому сцинтиляторі.

Нуклід	Головна мода розпаду	Енергія розпаду (кеВ) [163]	Період напіврозпаду
²³² Th	α	4081,6(14)	$1,40(1) \times 10^{10} \text{ p}$
²²⁸ Th	α	5520,08(22)	1,9116(16) p
²²⁴ Ra	α	5788,85(15)	3,66(4) д
²²⁰ Rn	α	6404,66(10)	55,6(1) c
²¹⁶ Po	α	6906,3(5)	0,145(2) c
²¹² Pb	α	569,8(19)	10,64(1) г
²¹² Bi	β, 64.06(6)%	2252,0(17)	60,55(6) хв
²¹² Po	α	8954.12(11)	0.299(2) мкс
²⁰⁸ T1	β	4998,9(17)	3,053(4) хв

Активність ²²⁸Ra очікувано мусила бути досить малою через хімічні процедури, які мали вилучити радій. Окрім того, енергія β-розпаду ²²⁸Ra (Q_{β} = 45,5(6) кеВ [163]) надто мала порівняно з порогом реєстрації детекторної системи. Незначний внесок у фонові випадкові збіги приносить невелика кількість ²²⁸Ac (β-активне дочірнє ядро ²²⁸Ra з енергією розпаду Q_{β} = 2123,8(26) кеВ [163]). Однак на визначення періоду напіврозпаду ²¹²Po присутність ²²⁸Ra не впливає суттєво.

Сцинтиляційні властивості PC:Th та активність у ньому ²³²Th й ²²⁸Th з дочірніми елементами вимірювалися зі зразком PC:Th об'ємом 7 мл, який помістили у кварцову посудину із внутрішніми розмірами Ø33×14 мм. Посудину оптично під'єднали до ФЕП Philips XP2412 та покрили відбивальною фольгою задля покращення світлозбору. Сигнали після ФЕП проходили передпідсилення й потрапляли на підсилювач з часом формування сигналу (з англ.: shaping time) 0.5 мс, тоді вихідні сигнали оброблялися чутливим до піків аналого-цифровим перетворювачем.

Відносний світловихід сцинтилятора було оцінено з використанням γ -джерел ¹³⁷Cs та ²⁰⁷Bi на рівні 42(3) % порівняно з полістироловим пластиковим сцинтилятором Ø30 × 15 мм, світловихід якого вимірювали з тими ж умовами.

Виміряний енергетичний спектр РС: Th зображено на Рис. 2.2. Енергетичну шкалу детектора визначено з аналізу комптонівського спектра γ -джерел ¹³⁷Cs та ²⁰⁷Bi за вказівками з [164]. Піки з проміжку 250-700 кеВ (див. Рис. 2.2) належать α -розпадам ²³²Th та ²²⁸Th з дочірніми елементами. Помітний широкий пік на ~ 1,1 MeB від α -розпаду ²¹²Po лежить в області низькоенергетичних β -частинок, випромінених в попередньому розпаді ²¹²Bi. Накладання β -розпадів ²¹²Bi та α розпаду ²¹²Po в спектрі до ~ 3,3 MeB відбувається у зв'язку з нездатністю детекторної системи розрізнити в часі ці дві події. Часовий проміжок між ними надто малий порівняно з часом формування сигналу підсилювача (мається на увазі про формуваня переднього та заднього фронту сигналу).

Щоб оцінити активність ²³²Th і ²²⁸Th з дочірніми елементами, енергетичний спектр PC:Th було описано моделлю з α -піків ²³²Th, ²²⁸Th, ²²⁴Ra, ²²⁰Rn, ²¹⁶Po і ²¹²Bi. Вільними параметрами наближення були активність радіонуклідів, енергетична роздільна здатність та α/γ -співвідношення². Розподіл β -частинок та характеристичного випромінювання під α -піками описано лінійною функцією. Додатково введено коєфіцієнт, що бере до уваги зменшення активности ²²⁰Rn та

² Визначено як положення α-піку в енергетичній шкалі γ-квантів. Тут знехтувано внеском віддачі ядра з причини малости цієї віддачі [165].



Рис. 2.2: Енергетичний спектр, виміряний із 7 мл РС:Тh сцинтилятору протягом 5910 с. Стрілочками вказано основні властивості спектра. Праворуч вгорі зображено аналіз виміряного протягом 2050 с спектру; модель містить α піки ²³²Th та ²²⁸Th з дочірніми ядрами.

дочірніх продуктів, введення якого зумовлено можливим виходом радону із PC:Th. Результати наближення (англ.: fit) в енергетичному проміжку 165–785 кеВ ($\chi^2/4$.с.в. = 1,45, де ч.с.в. – число ступенів вільности; з англ.: n.d.f. – number of degrees of freedom) зображено на вкладці на Рис. 2.2. Отримане α/γ -співвідношення на проміжку 4-9 МеВ має наступний вигляд:

$$\alpha/\gamma = 0.02149(14) + 0.01104(3) \times E_{\alpha}$$
(2.1)

де E_{α} – енергія α -частинки в MeB.

Активність ²³²Th і ²²⁸Th визначено як 4,61(2) Бк/мл та 3,82(7) Бк/мл відповідно. Виготовлення суміші з торієм відбувалося в січні 2016 р., а вимірювання проводили 8 липня 2016 р., тому активність ²²⁸Th до цього часу

впала. Активність радону скала 92(2) % від активности ²²⁸Th, що, як раніше зазначалося, пояснюється виходом радону із PC:Th. Властивості PC:Th підсумовано в таблиці (2.3). Визначенням активностей займався співавтор Ф.А. Даневич.

Властивість	Значення	Примітка
Світловихід	42(3) %	Відносно полістиролового
		пластикового сцинтилятора
Активність ²³² Th	4,61(2) Бк/мл	
Активність ²²⁸ Th	3,82(7) Бк/мл	Станом на 8 липня 2016
Загальна α активність	20,7(10) Бк/мл	Станом на 8 липня 2016
Концентрація торію	0,113(1) ваг. %	

Табл. 2.3: Властивості рідкого сцинтилятора насиченого торієм.

Запис ВіРо-сигналів. Зразок РС: Th у тій же кварцовій посудині під'єднали до швидкого ФЕП Нататаtsu R13089-100-11 з часом наростання 2,0 нс, часом перенесення (йдеться про перенесення сигналу від катоду до аноду) 20 нс і розкидом часу перенесення в 170 пс (ПШПВ). Кварцову посудину покрили політетрафтороетиленовою стрічкою, що мало покращити світлозбір (див. Рис. 2.3). Форми сигналів записувалися осцилографом LeCroy WavePro 735Zi-A із частотою записів 20 ГВ/с (ГВ — гігавибірка, 10⁹ вибірок) та смугою пропускання 3.5 ГГц.

Дослідження проводили в два етапи. Перший етап відбувся в червні 2017 р. зі зразком РС:Тh масою 4,4 г (5 мл), результати можна почитати в роботі [152]. Отримане значення склало $T_{1/2} = [294,8 \pm 1.6 \text{ (стат}) \pm 1,0 \text{ (сист})]$ нс. З метою зменшити статистичну неточність розпочали другий етап дослідження із новим зразком РС:Th масою 10,6 г (12 мл). Проводили другий етап у квітні-травні 2018 р. Час вимірів склав 216,67 год, протягом яких було записано 50340611 подій, що в ~ 64 рази більше порівняно з кількістю подій на першому етапі (а саме, 785548). Додатково, енергетичний поріг реєстрації осцилографа навмисно було встановлено вище енергії піку ²³²Th, таким чином знизили частоту лічби.



Рис. 2.3: ФЕП Hamamatsu R13089-100-11 із розміщеною зверху посудиною з рідким сцинтилятором, покритою політетрафтороетиленовою стрічкою.

2.3. Аналіз даних дослідження

2.3.1. Аналіз форми сцинтиляційних сигналів

Приклад пари подій у РС:Тh, визначеної як ВіРо-подія, зображено на Рис. 2.4. Можна помітити невеликий післяімпульс приблизно за 12-14 нс після початку сигналів у ФЕП. Розглядали кілька причин появи цих післяімпульсів: спершу ми вважали це наслідком відбиття сигналів у кабелі через неповне узгодження імпедансів кабелю та входу осцилографа. Однак таке пояснення передбачало б, що післяімпульс має з'являтися у всіх сигналів в однаковому місці, а це не так. Тим паче, таке ж явище спостерігали і в Вогехіпо. Більш імовірно відбувається пружне розсіяння прискорених фотоелектронів на 1-му диноді з поверненням назад до фотокатоду, після чого відбувається повторне множення на 1-му диноді [166].

Детальніше форму конкретного типу сигналу можна проаналізувати склавши велику їх кількість разом. Зроблено це було наступним чином. Проводили пошук пари сигналів простим пороговим методом. Оскільки форму



Рис. 2.4: Приклад β-імпульсу від ²¹²Ві та наступного α-імпульсу від ²¹²Ро у насиченому торієм рідкому сцинтиляторі. Штрихованою червоною лінією показано запрограмований поріг визначення пари подій. Часовий проміжок між подіями позначено як Δt.

сигналу досліджували на перших 350 нс від його початку, то потрібно було відбирати пари сигналів, відстань між якими складала не менше за 350 нс. Щоб зменшити можливий вплив першого сигналу на форму другого сигналу, найменша відстань між сигналами складала 700 нс. Тут "відстань" між сигналами визначалася як різниця нульових точок з методу сталого множника (MCM, з англ.: constant fraction discrimination), який описано в пункті 2.3.3. Також обидва сигнали проходили відбір за енергією. Енергія сигналу перебувала в певних енергетичних межах відповідного спектру, спектру 1-их подій або спектру 2-их подій (про ці спектри детально написано в наступному пункті 2.3.2). Таким чином внесок випадкових збігів двох подій, що не є ВіРоподією, придушено наскільки це можливо. Після такого "відсіювання" сигнали складалися.

На Рис. 2.5 зображено 10 тис. складених 1-их (вгорі) та 2-их імпульсів (знизу), які тлумачено як форма β-імпульсу ²¹²Ві та α-імпульсу ²¹²Ро відповідно.

Видно, що форми трохи відрізняються. Опис форм виконано наступною функцією (2.2):

$$f(t) = \sum A_i (e^{-t/\tau_i} - e^{-t/\tau_0}) / (\tau_i - \tau_0), \qquad t > 0$$
(2.2)

де A_i – відносна інтенсивність, τ_i – стала спадання різних світловипромінювальних складових, τ_0 – часова стала, яка описує ріст сцинтиляційного сигналу та інтегрування у ФЕП та електроніці ($\tau_0 \approx 1,6(2)$ нс в обох β - та



Рис. 2.5: Форма сцинтиляційних імпульсів у РС:Тh від βчастинки ²¹²Bi (a) і α-частинки ²¹²Po (b). Імпульси описано чотирма складовими (штриховані, штрих-пунктирні лінії). На вкладених картинках зображено наростання імпульсів.

 α -імпульсів). В описі форм було використано 4 складники, їх сталі спаду записано в Табл. 2.4. Варто зазначити, що в даному описі форм не було виключено вплив післяімпульсів. Перший післяімпульс має суттєвий вплив на визначення швидких складових (τ_1 і τ_2), які, в свою чергу, впливають і на визначення повільних складових (τ_3 і τ_4). Хоча такий спрощений аналіз однаково дає можливість оцінити сумарний вплив усіх складових 1-го імпульсу на визначення відстані між β - та α -імпульсами ВіРо-подій, що й було головною метою дослідження форми сигналів.

Тип події	Стала спаду (нс) та відносна інтенсивність			
	$ au_{l}, A_{l}$	$ au_2, A_2$	$ au_3, A_3$	$ au_4, A_4$
β-частинка	1,8(4),	6,7(5),	47(3),	353(28),
	56(10)%	32(4)%	2,7(2)%	9,3(4)%
α-частинка	1,8(4),	7,7(6),	51(3),	409(134),
	52(9)%	37(7)%	7,7(4)%	3,3(2)%

Табл. 2.4: Сталі спаду *β*- і - *α*-імпульсів у РС:Тh.

β- та α-імпульси мають дещо різний час наростання τ_R (визначалося як часовий проміжок (10-90)% переднього фронту): $\tau_R(\beta) = 2,44(16)$ нс і $\tau_R(\alpha) = 2,31(14)$ нс. Час наростання сигналу в сцинтиляційному детекторі залежить від кількох чинників: чутливости фотодетектора та часових особливостей, ширини пропускання зчитувальної електроніки, сцинтиляційного матеріялу, його розмірів та геометрії, йонізаційної густини, утвореної зарядженою частинкою Помилка: джерело посилання не знайдено[168][169].

Також було оцінено різницю в формах β- та α-імпульсів методом середнього часу (англ.: mean-time method). Числову характеристику форми кожного сигналу (середній час, ζ) визначено з наступної формули:

$$\xi = \sum f(t_k) \times t_k / \sum f(t_k)$$
(2.3)

де суму взято по часовому каналу k починаючи від початку сигналу й довжиною до 60 нс; $f(t_k)$ – висота імпульсу (над базовою лінією) в момент t_k . Залежність середнього часу події в рідкому сцинтиляторі від енергії зображено на Рис. 2.6 з

даними, зібраними за 16,7 год вимірів.

Ті ж дані використано й в побудові залежности часу наростання β - та α імпульсів від енергії. Хоча обидві характеристики дають погане розділення типів частинок, втім дані залежності можна й було використано, щоб відсіяти випадкові збіги подій та імпульси явно неправильної форми, які зазвичай з'являються від перекриття передніх фронтів двох накладених імпульсів або накладань сцинтиляційного імпульсу із великоамплітудними шумами різного походження. Приклади сцинтиляційного імпульсу нормальної форми (c) та ненормальної форми (a i b) зображено на Рис. 2.7.



Рис. 2.6: Залежність середнього часу (а) та часу наростання (b) від енергії події. Дані виміряно за 16,7 год. Проміжки ± 3σ позначають межі відбору події до часового розподілу між подіями в ВіРо. Внутрішня область між штрихованими синіми лініями – відібрані β-події, область всередині зеленого еліпсу – відібрані α-події.



Рис. 2.7: Приклади α-імпульсів зі значенням часу наростання за межами нормальної области (див. Рис. 2.6). ((a) і (b)). Імпульс із нормальним часом наростання (c).

2.3.2. Спектри подій від ВіРо

На Рис. 2.8 зображено енергетичні спектри 1-ої та 2-ої події, які тлумачаться як спектри β-частинок ²¹²Ві та α-частинок ²¹²Ро відповідно. Спектри утворено із обчислених площ сигналів за перші 11 нс від початку відповідного сигналу. Таку довжину було обрано, щоб уникнути впливу післяімпульсів. Обчислення площі 1-го сигналу відраховувалося від базової лінії, визначеної перед сигналом. Але в обчисленні площі 2-го сигналу також взято до уваги повільної складової 1-го сигналу. Енергетичну шкалу детектора вплив визначено із порівняння спектру 1-их подій із модельованим методом Монте Карло β-спектру ²¹²Ві. Відгук детектора до β-розпаду ²¹²Ві промодельовано з використанням пакету Geant4 версії 10.4.р02 [170][171][172], початкові полій кінематичні параметри задано генератором Decay0 [173]. Експериментальні дані добре узгоджуються із модельованою формою розподілу



Рис. 2.8: Енергетичний спектр перших подій (β -частинок ²¹²Ві, синім) та других подій (α -частинок ²¹²Ро, червоним). Зеленим намальовано модельований методом Монте Карло відгук детектора до бета-розпаду ²¹²Ві. Енергетичні межі відбору 1-их подій до подальшого аналізу позначено штрихованими лініями E_1^{β} і E_2^{β} . Наближену до альфа-піку гаусову функцію зображено червоною лінією.

β-частинок.

Енергетичну роздільну здатність на енергії α -піку²¹²Ро оцінено як ПШПВ = 15,5 %³. Отримані енергетичні спектри підтверджують, що виявлені пари подій дійсно переважно є ВіРо-подією. Надалі в тексті замість "1-ша подія" буде переважно використовуватися "β-сигнал/β-подія", а замість "2-га подія" — " α -сигнал/ α -подія".

³ Різницю між положеннями α-піку ²¹²Ро на Рис. 2.2 і Рис. 2.8 можна пояснити використанням різних методів побудови спектру: у 1-му випадку спектр отримано з підсилювача форми і чутливого до піків аналогово-цифрового перетворювача, а в 2-му випадку — обчисленням площі за 11 нс вже записаної форми імпульсу.

2.3.3. Визначення відстані між сигналами

Пошук пар сигналів, з яких далі побудовано часовий розподіл між сигналами ВіРо-події, проводився таким чином:

- 1. Простим пороговим методом з достатньо високим порогом над шумами проводиться пошук пари подій.
- 2. Пара подій аналізується методом МСМ. Роботу методу проілюстровано на Рис. 2.9. Складається два сигнали. Перший сигнал є оберненим та зсунутим на 11 нс від початкового сигналу, який обробляється. Другий сигнал є інтегрованим початковим сигналом помноженим на додатковий множник 0,003. Зсув саме 11 нс взято з тої ж причини, чому й площа сигналу обчислюється за 11 нс, тобто — уникнення впливу післяімпульсів. Значення множника вибиралося таким, щоб найменшої амплітуди сигналу (найменша амплітуда сигналу залежить лише від встановленого порогу на кроці 1) вистачало для перетину нульового рівня (надалі точку перетину складеного сигналу з нульовим рівнем зватиму «нуль»), але щоб множник був не занадто малим, коли шуми базової лінії зсунутого сигналу матимуть вплив на визначення нуля. Найкращим є випадок, коли нуль складеного сигналу перебуває посередині переднього фронту зсунутого сигналу, коли ріст сигналу найбільший.
- 3. Нуль сигналу визначається з перетину наближеної експоненційної функції з нульовим рівнем. Приклад застосування також зображено на Рис. 2.9.

Цей метод усуває вплив амплітуди сигналу на визначення його початку. Хоча, насправді, користуючись методом МСМ ми шукали власне не початок сигналу, а певну точку, яка пов'язана з початком сигналу і не залежить від амплітуди сигналу. Також слід додати, що ми пробували різні способи МСМ, наприклад, складати не інтегрований сигнал, а звичайний. Але в такому разі, ми припустили, що шуми та так зване "часове тремтіння" будуть давати більше похибки у визначення нуля ніж у способі з інтегруванням.

Різниця в часах наростання сигналів ВіРо-події (див. пункт 2.3.1) призводить до систематичного зсуву визначених відстаней Δ*t* між сигналами.



Рис. 2.9: Метод сталого множника, що застосований у визначенні відстані між сигналами Δt . **a:** обернений і зсунутий на 11 нс сцинтиляційний імпульс (1); інтегрований імпульс та множений на множник 0,003 (2). **b:** складені 1-ий та 2-ий імпульс. Суцільною червоною лінією показано наближення експоненційної функції. Стрілкою вказано її перетин з нульовим рівнем.

Значення зсуву було оцінено моделюванням сигналів методом Монте Карло. Відповідно до часових характеристик сигналів та їх енергетичних спектрів промодельовано 10 тис. ВіРо-подій, на які накладено шуми. Шуми накладалися за гаусовим розподілом, а значення параметрів взято з попереднього аналізу базової лінії записаних форм сигналів. Відстань між модельованими сигналами закладалася в 100 нс. Але відстань, визначена вище описаним методом, склала $\Delta t = 99,74$ нс. Тому різницю в 0,26 нс було додано до кожної визначеної відстані Δt між сигналами аналізованих ВіРо-подій.

2.3.4. Період напіврозпаду ²¹²Ро

Часовий розподіл між 1-им та 2-им сигналами відібраних пар подій зображено на Рис. 2.10. Пари подій відібрано з умовами, що енергія β -частинки ²¹²Ві знаходиться в межах 500-1500 кеВ (див. Рис. 2.8), а середній час та час наростання — в межах ± 3 σ від середнього значення. (див. Рис. 2.6). Вибір енергетичних меж буде пояснено у наступному розділі 2.3.5. α -частинки ²¹²Ро відібрані в енергетичних межах 700-1100 кеВ та з середнім часом і часом наростання, що знаходяться в відповідних еліпсах на Рис. 2.6.

Розподіл описано двома експоненційними функціями; перша описує α-розпад ²¹²Ро, а друга — випадкові збіги подій [174]:

$$N(t) = N_1 e^{(-t \ln 2/T_{1/2})} + N_2 e^{(-t b)}$$
(2.4)

де N_1 пропорційне до кількости відібраних α -розпадів ²¹²Ро, $T_{1/2}$ – період напіврозпаду ²¹²Ро, N_2 пропорційне до кількости випадкових збігів подій, b – середня частота випадкових збігів. Параметри випадкових збігів (N_2 і b) обмежувалися відповідно до теоретичних розрахунків, які склали $N_2 \approx 3.3 \times 10^{-6} N_1$ і $b \approx 2.4$ с⁻¹. Розподіл випадкових збігів подій зображено на Рис. 2.10(а).

Опис Δt розподілу в часовому відтинку 80-1600 нс проводили методом найбільшої правдоподібности в пакеті РАШ [175] алгоритмом MINUIT, що мінімізує так звану fcn-функцію і визначає неточності [176]. Наближення дало значення періоду напіврозпаду $T_{1/2}(^{212}\text{Po}) = 295,10(26)$ нс із $\chi^2 = 77.4/73$ ч.с.в. \approx 1.06) (див. Рис. 2.10). Відповідно до порад у [177], беручи до уваги, що вказану неточність періоду напіврозпаду отримано статистичними методами, цю неточність варто вважати стандартною неточністю типу А. Про неточності, спричинені можливим впливом систематики (оцінювання неточности типу В [177]) та комбіновану стандартну неточність докладно описано в наступному розділі.



Рис. 2.10: (а) Часовий розподіл маж 1-им та 2-им сигналом відібраної пари подій та наближена до нього експоненційна функція (зі значенням періоду напіврозпаду $T_{1/2} = 295,1$ нс) з фоном, спричиненим парами випадкових збігів подій. Розподіл випадкових збігів подій також зображено. (b) Відхилення від наближення. Межі наближення зображено вертикальними штрихованими лініями.

2.3.5. Комбінована стандартна неточність

Залежно від ширини каналу, який змінювали з 0,05 нс до 100 нс, отримані значення $T_{1/2}$ лежали в межах від 295,06 нс до 295,12 нс (див. Рис. 2.11). Припускаючи рівномірний розподіл значень $T_{1/2}$ в межах проміжку, стандартне



Рис. 2.11: Період напіврозпаду ²¹²Ро як функція від ширини часового каналу розподілу Δ*t*. Значення 295,1 нс вказано суцільною лінією, штрихованими лініями вказано верхнє та нижнє значення.

відхилення обчислено як різниця верхнього та нижнього значень та поділено на корінь з 12-ти й становить 0,02 нс [177].

Значення $T_{1/2}(^{212}\text{Po}) = 295,1$ нс, яке взято як кінцевий результат, отримано з проміжку 80-1600 нс. Взято було якомога ширший проміжок, щоб знизити статистичну неточність. Хоча нижню межу можна було взяти й меншою, але таке значення взято, щоб знизити вплив післяімпульсів та повільної складової 1-го β-сигналу (хоча на стадії обробки сигналів цей вплив частково вже було усунуто). Однак з різними межами значення $T_{1/2}$ також виходять різні. Тому оцінено вплив зміни меж наближуваної функції на значення $T_{1/2}$ (див. Рис. 2.12). Щоб оцінити вплив зміни нижньої межі на значення $T_{1/2}$ (див. Рис. 2.12). щоб оцінити вплив зміни нижньої межі на значення $T_{1/2}$ верхню межу було закріплено на позначці 1600 нс, а нижню змінювали від 60 нс до 1200 нс. З отриманої залежности взято проміжок 80-360 нс, який охоплює 15 точок, розподіл значень яких ми вважаємо нормальним. Використовуючи 7 точок, які вищі прийнятого 295,1 нс, обчислено стандартне відхилення й значення прийнято як верхня неточність. Так само було обчислено нижню неточність на семи точках, які нижчі за 295,1 нс: $s_1 = \frac{+0.09}{-0.22}$ нс. Оцінювання впливу верхньої межі наближення проводили із закріпленою нижньою межею на позначці 80 нс.



Рис. 2.12: $T_{1/2}(^{212}\text{Po})$ як функція від нижньої (а) та верхньої межі (b) наближення. Верхня межа наближення зі змінною нижньою межею (a) становила 1600 нс. Нижня межа наближення зі змінною верхньою межею (b) становила 80 нс. Стандартне відхилення (зображено штрихованими лініями) обчислено на 15-ти точках в часовому проміжку 80-360 нс (позначено s₁) і 1400-1680 (позначено s₂) щоб оцінити неточність $T_{1/2}$, пов'язану з нижньою та верхньою межами наближення. Значення $T_{1/2}(^{212}\text{Po}) = 295,1$ нс зображено суцільною лінією.

Верхню межу змінювали від 1200 нс до 1680 нс, але в обчисленнях неточностей взято проміжок 1400-1680 нс, який також охоплює 15 точок. В підсумку, неточність, пов'язану з вибором верхньої межі наближення, обчислено як $s_2 = {}^{+0.07}_{-0.06}$ нс.

Було оцінено вплив на значення $T_{1/2}$ проміжків амплітуд β - і α -імпульсів, які використовувалися у відборі до часового розподілу Δt (Рис. 2.10). Оцінювання впливу різних амплітудних проміжків проводили змінюючи межі



Рис. 2.13: Період напіврозпаду ²¹²Ро залежно від енергетичних меж відбору βподій (червоним) та α-подій (синім). Штрихованими лініями зображено неточність пов'язану з межами відбору β-подій, пунктиром — з межами відбору α-подій.

енергетичного відбору β-подій та α-подій (див. Рис. 2.13). Всього на β-спектрі взято 6 енергетичних відтинків довжиною від 170 кеВ до 500 кеВ, тоді як водночас α-події відбиралися зі сталого проміжку 700-1100 кеВ. Оцінювання ж впливу різних енергетичних проміжків α-спектру відбувалося навпаки зі сталим енергетичним проміжком β-спектру, який складав 500-1600 кеВ. На α-спектрі було взято два проміжки (по обидва боки від середнього значення α-піку). Залежності $T_{1/2}$ від енергетичних меж зображено на Рис. 2.13. Можливою причиною цього може бути залежність часу перенесення ФЕП (див. пункт 2.2, запис ВіРо-сигналів) від амплітуди імпульсу. Неточність, пов'язану із межами відбору β-подій, обчислено як стандартне відхилення від раніше згаданого, прийнятого 295,1 нс: $s_{\beta} = {}^{+0.13}_{-0.16}$ нс . Неточність від меж відбору α-подій обчислено як різницю значень $T_{1/2}$ з обох половин α-піку та 295,1 нс: $d_{\alpha} = {}^{+0.16}_{-0.16}$ нс .

Вплив на роботу електроніки і, як наслідок, на виміряне значення періоду напіврозпаду може мати зміна температури в приміщенні. Тому було

проаналізовано окремо два набори даних. Перший набір — це дані з найхолоднішої пори доби (середня температура складала 18° С близько 4:42). Другий — найтеплішої пори доби (середня температура складала 21° С близько 13:36). Кожен набір складав 3.9 год вимірів. Отримані значення склали $T_{1/2} = 295,66(64)$ нс і $T_{1/2} = 295,43(62)$ нс відповідно. Очевидно, ніякого ефекту не спостережено; можливо, через занадто малу різницю температур. Однак систематичну неточність, пов'язану з температурним впливом враховано й обчислено як половина від різниці двох значень: ± 0.12 нс.

Врешті, оцінено вплив неточности самого осцилографа як $\sqrt{2} \times SCJ + CA \times R$ [178], де SCJ – Sample Clock Jitter (годинникове тремтіння), SCJ = 0.0001 нс, а CA – Clock Accuracy (точність годинника), CA = 1 мд (мд — мільйонна доля), R – Reading (часова відстань). Якщо взяти найбільшу відстань між двома сигналами з часового розподілу — 1600 нс, то отримаємо неточність 0,0017 нс.

Підсумовуючи, всі оцінені неточності перелічено в Табл. 2.5. Якщо вважати їх незалежними, то загальну неточність можна отримати склавши їх квадратично.

Таким чином оцінене значення періоду напіврозпаду ²¹²Ро:

$$T_{1/2} = 295, 1(4)$$
 Hc (2.5)

Це значення є найточнішим визначеним значенням періоду напіврозпаду ²¹²Ро й узгоджується із результатом першої стадії даного дослідження $T_{1/2} = 294,8(19)$ нс [152] та з нинішнім табличним значенням $T_{1/2} = 294,3(8)$ нс [135]. Значення також узгоджується із попередніми останніми дослідженнями інших груп: $T_{1/2} = (294,7 \pm 0,6 \text{ (стат.)} \pm 0,8 \text{ (сист.)})$ нс [149] та $T_{1/2} = (293,9 \pm 1,0 \text{ (стат.)} \pm 0,6 \text{ (сист.)})$ нс [151], але менше ніж значення, отримане в дослідженні зі сцинтиляційними детектором BaF₂: $T_{1/2} = (298.8 \pm 0.8 \text{ (стат.)} \pm 1.4 \text{ (сист.)})$ нс [150].
Статистичне стандартне відхилення	± 0,26
Нижня межа наближення до розподілу Δt	+0,09 -0.22
Верхня межа наближення до розподілу Δt	+0,07 -0.06
Енергія β-події	+0,13 -0.16
Енергія α-події	+0,16 -0.15
Ширина часового каналу	± 0,02
Зміна температури	± 0,12
Неточність осцилографу	± 0,0017
Сукупна стандартна неточність	+0,37 -0.43

Табл. 2.5: Враховані неточності періоду напіврозпаду ²¹²Ро (нс)

Історичний розвиток вимірювань періоду напіврозпаду ²¹²Ро залежно від дати публікації зображено на Рис. 2.14.

2.3.6. Висновки до розділу 2

Період напіврозпаду ²¹²Ро відносно α -розпаду на основний стан ²⁰⁸Рb (єдиний відомий канал розпаду ²¹²Ро) виміряно з використанням насиченого торієм рідкого сцинтилятору й становить $T_{1/2} = 295,1(4)$ нс. Це є найточнішим на сьогодні значенням (відносна неточність складає 0,14 %) серед усіх проведених досліджень. Такої точности вдалося досягти завдяки використанню швидкого рідкого сцинтилятору (час наростання не перевищує ~ 1 нс), його малого об'єму (12 мл), швидкого ФЕП із ~ 2 нс часом наростання, швидкого осцилографа із частотою запису 20 ГВ/с і смугою пропускання 3.5 ГГц, великою кількістю виміряних даних, розробленому алгоритмові з визначення відстані між β-подіями ²¹²Ві й α -подіями ²¹²Ро.

Розроблені алгоритми часово-амплітудного аналізу та аналізу форми сигналу можуть стати корисним в інших задачах. Оскільки швидкий ВіРоланцюжок є складовою радіоактивного ланцюжка розпаду ²³²Th, його присутність часто є фоном в інших великомасштабних дослідженнях. В



Рис. 2.14: Виміряні значення періодів напіврозпаду ²¹²Ро залежно від дати публікації. Посилання на публікації наступні: Dunworth (1939) [138], Bradt (1943) [139], Hill (1948) [140], Bunyan (1949) [141], Van Name (1949) [142], Hayashi (1953) [143], Flack (1962) [144], Astner (1963) [145], McBeth (1972) [146], Sanyal (1975) [147], Bohn (1981) [148], Bellini (2013) [149], Belli (2014) [150], Aprile (2017) [151]. Табличне значення від Auranen (2020) [135] зображено зеленим квадратом; результат даного дослідження зображено червоним трикутником.

наступному розділі буде описано як фон від ВіРо-подій впливає на дослідження з пошуку надважкого елементу.

Теоретично з даним ланцюжком ²¹²ВіРо можна спробувати пошукати порушення експоненційного закону розпаду на дуже малих або дуже великих масштабах, порівняно з періодом напіврозпаду ядра. Існують теорії, що таке припускають. На малих масштабах обмеження складають фронти сигналу. Чим

менші фронти, тим ближчі один відносно одного сигнали можна якісно проаналізувати. А завдяки малому періоду напіврозпаду можна побудувати часовий розподіл, що вміщує велику кількість проміжків періодів напіврозпаду (в даному дослідженні кількість таких проміжків можна грубо оцінити як 1700 нс (довжина часового вікна) / 300 нс ($T_{1/2}$) \approx 5,6, тобто часове вікно вміщує 5 повних проміжків).

РОЗДІЛ З.

ПОШУК НАДВАЖКОГО ЕЛЕМЕНТУ СИБОРГІЮ

3.1. Стан досліджень з пошуку надважких елементів

Ймовірне існування надважких елементів (НВЕ) з атомними масами $A \gtrsim 250$ та атомними номерами $Z \gtrsim 104$ обговорювалося починаючи з 1950-х років [179]. У 1960-х роках розвиток нових методів обчислення оболонкових поправок в моделі рідкої краплини призвів до здогадок про можливе існування нейтроннозбагаченого "острівця стабільности" поблизу подвійних магічних Z = 114 або 126, N = 184 [180][181][182][183][184], із періодом напіврозпаду ядра $^{294}_{184}110$ обчисленим в 10⁸ років [183] та 2.5 × 10⁹ років [184]. Обчислення в роботах [185][186][187][188][189][190][191][192], які пов'язані з різними макро-мікро та мікроскопічними моделями, передбачають N = 184 як нейтронне магічне число і Z = 114, 120 або 126 як протонне магічне число в сферичних ядрах.

Проводили дослідження зі штучного синтезу НВЕ під час злиття йонів на прискорювачах, таким чином було створено понад сто різних нестабільних ізотопів з Z = 104 - 118 [4][193][194][195] із періодами напіврозпаду від мікросекунд до годин ($T_{1/2}(^{268}\text{Db}) = 29^{+9}_{-6}$ годин [193]). Нові ізотопи з Z = 107 - 118 переважно проходять ланцюжок альфа-розпадів, за яким слідує спонтанний розпад [194]. Варто відзначити, що НВЕ, утворені у реакції злиття [4][193], є протоннозбагаченими, тому періоди напіврозпаду НВЕ з числом нейтронів навколо магічного числа 184 очікуються довшими.

Може бути, що тепер в лабораторних умовах ми досягли лише краю "острівця стабільности", але довговічні НВЕ могли утворитися з вибухом зірок через послідовні швидкі захоплення нейтронів та β^- розпади [196] (поточний стан нашого розуміння нуклеосинтезу НВЕ описано, наприклад, в [197][198] [199] та супутніх посиланнях). Деякі оцінки (наприклад [198][200]) є більш песимістичними: розрахунки [198] передбачають, що надважкі ядра з масами до $A \simeq 300$ можуть утворюватися під час вибухів зірок, але вони розпадаються

через кілька β -розпадів та спонтанний поділ з часом порядку кількох днів, не досягнувши острівця стабільности. Однак, такі передбачення залежать від моделей (та багатьох теоретичних параметрів) опису зір, їх еволюції та нуклеосинтезу під час вибуху, а також від моделей, які передбачають маси ядер та їх періоди напіврозпаду відносно α -, β - розпадів і спонтанного поділу. Тому можливість того, що довговічні НВЕ утворилися в г-процесі та що вони досі присутні в невеликих кількостях у породах нашої планети, повністю не виключена.

У 1970-х і 1980-х роках розпочали масштабну програму з пошуку НВЕ в природі. Було проаналізовано сотні зразків починаючи з дна океану до поверхні Місяця з чутливістю до концентрації маси 10^{-11} - 10^{-14} г/г (див. огляди [201][202] [203][204] та посилання там). Деякі вказівки про присутність НВЕ отримано з аналізу метеоритів на предмет сліду від їх поділу, або в гарячих джерелах на півострові Челекен (Каспійське море), або ж через їхні довгі треки в олівінових кристалах з метеоритів (які, ймовірно, належать НВЕ з $Z \simeq 110$). Гігантські радіоактивні гало в мінералах також розглядаються як можливі наслідки радіаційного ушкодження α -частинками з енергією 10–15 МеВ, випромінених НВЕ із $Z \simeq 120$ [205][206]. Підсумки старих досліджень наведено в [201][202] [203][204], тут буде описано докладніше про останні дослідження.

У вимірюваннях з природним золотом з використанням мас-спектрометрії з індуктивно-зв'язаною плазмою було повідомлено, що знайдено надважкі ізотопи з атомними масами A = 261 і 265 та концентрацією $\delta = (1-10) \times 10^{-10}$ атомів/атом(Au) [207]. Вважають, що найймовірніше, це були ізотопи рентгенію Rg (ека-золото, Z = 111). У подібних дослідженнях з природним торієм знайшли надважкі ядра з A = 292 і $\delta \simeq 10^{-12}$ атомів/атом(²³²Th), які приписують можливому довговічному ека-торію (Z = 122) [208]. Однак варто відзначити, що доказів існування НВЕ з A = 261, 265 в природному Au не було знайдено в дослідах з прискорювальною мас-спектрометрією (ПМС) [209], у яких отримано нижнє обмеження $\delta < 3 \times 10^{-16}$ атомів/атом. Так само встановлено й нижнє обмеження $\delta < 4 \times 10^{-15}$ атомів/атом на вміст НВЕ з A = 292 у торію [210]. Та ж група проводила пошуки методами ПМС надважких елементів у природних Pt, Pb і Bi, але знову дали лише верхнє обмеження [211]: (i) $\delta < (0,9-2) \times 10^{-15}$ атомів на атом(Pt) (ека-платина, Ds, Z = 110, атомні маси A = 288-295); (ii) $\delta < (2-6) \times 10^{-14}$ атомів/атом(Pb) (ека-свинець, Fl, Z = 114, A = 292, 293, 295–297, 299); (iii) $\delta < (2-6) \times 10^{-14}$ атомів/атом(Bi) (ека-бісмут, Z = 115, A = 293-300).

Методикою ПМС група з Гархінга шукала НВЕ із A = 292-310 в зразках Os, Pt та PbF₂, та встановила обмеження в проміжку від $1,5 \times 10^{-16}$ до $4,1 \times 10^{-14}$ атомів/атом [212].

У дослідженні ОLІМРІҰА [213], аналізували ~ 6000 треків від космічних променів, накопичених за $(1-3) \times 10^8$ років у ≈ 170 олівінових кристалах, видобутих з метеоритів. Серед них знайшли три треки, які можуть належати ядрам із Z = 105-130. З точнішого аналізу одного треку отримано $Z = 119^{+10}_{-6}$ з 95% Д.Й. [213][214].

В роботах [193][215] приведено оцінки, що найбільш стабільним надважким елементом може бути не ека-свинець із Z = 114, а нукліди з $A \simeq 290$ і Z = 106, 107, 108 (ека-вольфрам, ека-реній, ека-осмій відповідно). Розрахунки вказують на їх послідовний розпад через β й α -розпади, який може завершитися спонтанним поділом. Запропоновано використати тонку плівку (~0,1 мг/см²), щоб зареєструвати очікувану α -частинку [215].

Пошук елемента ека-Os (гасій, Hs, Z = 108) проводили в досліді SHIN (SuperHeavy In Nature) на глибині 4800 м.в.е. (щоб подавити фон від нейтронів, створених космічними мюонами) в Лабораторії Модан (Франція) [216]. Очікувалося, що або початкове ядро Hs, або його дочірні елементи, створені в ланцюжку α -розпадів, врешті-решт розпадуться шляхом спонтанного поділу. Середня кількість нейтронів на один розпад складає $\bar{v} \simeq 4,5$ у Z = 104 і $\bar{v} \simeq 6$ у Z = 108, що дуже відрізняється від можливого фону від спонтанного поділу ²³⁸U ($\bar{v} \simeq 2$). Вимірювання зі зразком осмію масою 550 г проводили протягом 3 років з використанням нейтронного детектора, що складався з 60 лічильників ³Не, розташованих у 4 місцях навколо зразка. Було зафіксовано кілька подій з кратністю $v \ge 3$, але було встановлено лише обмеження на масову концентрацію ека-Os в Os $\delta \le 10^{-14}$ г/г (зі стандартним припущенням, що період напіврозпаду ека-Os становить $T_{1/2} = 10^9$ років). Після цього осмієвий зразок був замінений на зразок ксенону (140 г) для пошуку надважкого гомолога ксенону; чутливість було оцінено як $\delta \simeq 10^{-13}$ г/г.

У дослідженні, про яке оповідається в цьому розділі, було використано інший підхід: замість пошуку спонтанного поділу, проведено пошук високоенергетичної α -частинки (Q_{α} > 8 MeB), що може випромінитися в ланцюжку розпаду ека-W (сиборгій Sg, Z = 106). Альфа-активні HBE ($A \sim 300$) мають значно більший період напіврозпаду порівняно зі звичайними важкими елементами (A < 240, уран, торій та їх дочірні) із однаковою енергією α -частинки. Навпаки: однаковий період напіврозпаду означає високу енергію α -частинки HBE. Можливі моди розпаду сиборгію:

β[−]-розпад (→ *Z* = 107);

ЕЗ/ β^+ -розпад ($\rightarrow Z = 105$);

 α -розпад ($\rightarrow Z = 104$) із "низькоенергетичною" α -частинкою (4-6 MeB).

Дочірнє ядро (або одне з дочірніх) розпадається з випроміненням високоенергетичної α -частинки ($Q_{\alpha} > 8$ MeB). Якщо це дочірнє ядро (ДЯ) живе досить довго (більше 50 мкс), його альфа-розпад можна зареєструвати обладнанням, про яке описано в наступному пункті 3.2, як окрему подію (тобто в окремому часовому вікні). Теоретичні передбачення [38][41][217] та експериментальні вимірювання [194][218] підтверджують, що період напіврозпаду НВЕ із $Q_{\alpha} > 8$ MeB становить порядку секунд і більше, тоді як фонові α -активні ядра з високим Q_{α} з природних радіоактивних рядів живуть мікросекунди або менше.

α-частинки реєстрували з використанням кристалічних сцинтиляторів CdWO₄. Хімічні властивості сиборгію схожі на властивості вольфраму [219]

[220][221], тому очікується, що Sg у певній кількості слідує за W у процесах хімічного очищення та росту кристалу ¹¹⁶CdWO₄.

3.2. Опис дослідження

Експеримент Aurora проводили з головною метою вивчити подвійний бетарозпад ¹¹⁶Cd [222]. Дослідження розпочали 2011 року в підземній лабораторії Гран Сассо (Національний інститут ядерної фізики, Італія), що розташована на глибині ~ 3600 метрів водного еквіваленту (м.в.е.). Установку DAMA/R&D, на якій проводили вимірювання, зображено на Рис. 3.1. Два кристали вольфрамату кадмію з масами 580 г (кристал № 1) та 582 г (кристал № 2) та розмірами ~ \emptyset 45 × 46,7 мм та ~ \emptyset 45 × 46,1 мм відповідно вирощені низькотемпературним градієнтним методом Чохральського із високочистого кадмію, збагаченого ізотопом ¹¹⁶Cd до 82 %. Установку кілька разів покращували, щоб зменшити



Рис. 3.1: Схематичний вигляд установки Aurora в розрізі. Кристали ¹¹⁶CdWO₄ (1)утримуються в тефлонових контейнерах (2),заповнених рідким (3),під'єднаних ДО кварцових світловодів сцинтилятором та (4) 3 фотопомножувачами (5). Пасивний захист: надчиста мідь (6), додатковий захист з надчистої міді (6а), низькофоновий свинець (7), кадмій (8), поліетилен (9), плексигласова коробка (10).

фонову частоту лічби та підвищити енергетичну роздільну здатність. Проводили кілька аналізів з вивчення радіоактивної забруднености кристалів (див. [223][224][225][226]). Останню стадію дослідження почали 18 березня 2014 р. Сцинтилятори закріпили в політетрифтороетиленових контейнерах, заповнених РС на основі 1,2,4-триметилбензолу (псевдокумен). Кристали з рідким сцинтилятором з'єднано з надчистим кварцовим світловодом $\emptyset7 \times 40$ см та далі з 3-дюймовим низькофоновим ФЕП Нататаtsu R6233MOD. Детекторну систему було оточено надчистою міддю товщиною в 10 см, низькофоновим свинцем (15 см), кадмієм (1,5 мм) та поліетиленом (4-10 см) для зменшення зовнішнього фону. Всю установку помістили в плексигласову коробку та продули надчистим азотом, що прибрало довколишній радон. Збір даних проводили з 8-бітним оцифровувачем Асцігіз DC270, частота запису якого складає 1 ГВ/с, але налаштований на 50 MB/с; таким чином ширина часового каналу склала 20 нс, а часове вікно записаної події становило 50 мкс. З кожною записаною формою сигналу зберігався час настання події.

Енергетичне калібрування (спектр із джерелами ⁶⁰Co i ²²⁸Th зображено на Рис. 3.2, спектр із джерелами ²²Na i ¹³⁷Cd зображено на Рис. 3.3) проводили кілька разів протягом вимірів і наприкінці всього вимірювання з джерелами ²²Na, ⁶⁰Co, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs та ²²⁸Th. Калібрувальні криві обох детекторів після останнього калібрування 5 червня 2017 р. зображено на Рис. 3.4. Залежність



81

енергетичної роздільної здатности від енергії склала: ПШПВ_у~ $\sqrt{10,2\times E_y}$, де E_γ в кеВ (див. Рис. 3.5). За 26831 год. (~ 3 роки) вимірювань енергетична шкала була сталою з відхиленнями в межах ± 0,9 %. Більше про підготовку установки й вимірювання вказано в роботі [222].



Рис. 3.3: Калібрувальні спектри ¹³⁷Сs і ²²Na.



Рис. 3.4: Калібрувальні криві сцинтиляційних кристалів ¹¹⁶CdWO₄ №1 і №2 з останніх калібрувальних вимірів 5 червня 2017 року.



Рис. 3.5: Залежність ПШПВ від енергії на проміжку до 3 МеВ з останніх калібрувальних вимірювань.

3.3. Аналіз даних

Форми сигналів проаналізували методом оптимального фільтру [227][228] [229]. Розділення сигналів від $\gamma(\beta)$ та α -частинок за їх формою зображено на Рис. 3.6. У кожного сигналу обчислювали числове значення, так званий "показник форми", ПФ (англ.: shape indicator, SI) за формулою:

$$\Pi \Phi = \frac{\sum f(t_k) \times P(t_k)}{\sum f(t_k)}$$
(3.1)

де підсумовування йде по часовому каналу k, починаючи від початку сигналу й до 50 мкс; $f(t_k)$ – амплітуда сигналу в часовому каналі k. Вагову функцію визначено наступним чином:

$$P(t) = \frac{|f_{\alpha}(t) - f_{\gamma}(t)|}{|f_{\alpha}(t) + f_{\gamma}(t)|}$$
(3.2)

де $f_{\alpha}(t)$ і $f_{\gamma}(t)$ – модельні форми імпульсів α-частинки й γ-кванту відповідно. Із зібраних даних за 26831 год. вимірювань побудовано залежність ПФ від енергії. На Рис. 3.6 наведено таку залежність у кристалі №2. Синіми та червоними лініями позначено межі відбору подій до подальшого аналізу. В цих межах перебувають ~ 98 % подій, що вказує на гарне розділення частинок за типом і



Рис. 3.6: Залежність ПФ від енергії події у фонових даних, зібраних сцинтиляційним кристалом ¹¹⁶CdWO₄ №2 за 26831 год. Червоними лініями обмежено події, визначені як α-події, синім — як γ(β)-події. Вказано наявність ВіРо-ланцюжків із торієвого ряду. На вкладеній картинці зображено розподіл ПФ подій з енергіями в межах 0,7-1,3 МеВ та наближення гаусової функції.

засвідчує високі спроможності кристалу ¹¹⁶CdWO₄. На вкладці зображено розподіли ПФ з енергіями сигналів в межах 0,7–1,3 МеВ, які описано двома гаусовими функціями (зображено зеленими лініями).

Окрім аналізу значень ПФ також досліджували передній фронт сигналів. Передній фронт в першу чергу цікавив з метою виділення швидкого ланцюжку ВіРо-подій (якому окремо присвячено розділ 2) з торієвого ряду. Як залежить ПФ від часу наростання сигналу показано на Рис. 3.7. З аналізу отримано оцінки активности ²¹²Ві (який знаходиться в рівновазі з ²²⁸Th) як 0,018(2) мБк/кг та 0,027(3) мБк/кг у кристалі №1 і №2 відповідно. Завдяки виявленню ВіРоподій в області 2,7-2,9 МеВ, вдалося знизити рівень фону в 1,5 рази. Докладно про дослідження переднього фронту описано в [222]. Додатково завдяки аналізу



Рис. 3.7: Розподіл ПФ за часом наростання у фонових даних, зібраних зі ¹¹⁶CdWO₄ детектором №2 за 26831 год. вимірювань в енергетичному проміжку 0,6-1,3 MeB (зліва) і в енергетичному проміжку 1,7-4,0 MeB (справа).

переднього фронту вдалося позбутися збігів подій у рідкому сцинтиляторі з подіями у ¹¹⁶CdWO₄, оскільки сигнали в РС мають значно менший час наростання (менше за 38 нс). Приклад із сигналом у рідкому сцинтиляторі зображено на Рис. 3.8.



Рис. 3.8: Приклади сигналу зі швидким ланцюжком ²¹²ВіРо (верхній) і сигналу з частковим енерговиділенням у рідкому сцинтиляторі (нижній).



Рис. 3.9: Сумарний енергетичний спектр з двох кристалів ¹¹⁶CdWO₄ за 26831 год. Зображено повний спектр (чорним), $\gamma(\beta)$ -спектр, α -спектр та ²¹²BiPoподії, відібрані аналізом форми та переднього фронту (описано в пункті 3.3). Спектри $\alpha(1)$ і $\alpha(2)$ позначають спектри α -подій, зібраних детектором №1 і №2 відповідно.

Повний спектр разом зі спектрами $\gamma(\beta)$ та α -подій, після відкидання сигналів за ПФ та переднім фронтом, зображено на Рис. 3.9. Окремо сумарний α -спектр зображено на Рис. 3.10 Спектри описано моделями, що включають α -піки від ²³²Th, ²³⁸U (внутрішня забрудненість сцинтилятора) з їх дочірніми елементами, $\gamma + \beta$ фон. Складові моделі фону симульовано в пакеті EGS4 з DECAY0 [173][230]. В недавніх болометричних вимірюваннях із цими кристалами ¹¹⁶CdWO₄ виявили присутність ²⁴¹Am і ²⁴⁴Cm [231], піки від яких раніше [222] помилково включали в аномально великий пік ²¹⁰Po. Обчислені із площ піків активності нуклідів у кристалі ¹¹⁶CdWO₄ перелічено в Табл. 3.1. Загальна активність U/Th ланцюжку в кристалі №1 виявилася меншою ніж в кристалі №2, що можна пояснити різницею в очищенні від домішок на стадії росту кристалів [232]. З аналізу відібраних α -подій, загальну α -активність у



Рис. 3.10: α -спектр з обох кристалів ¹¹⁶CdWO₄ виміряних за 26831 год. (чорні цятки) та апроксимована функція (червоним), що містить піки від внутрішгьої забруднености сцинтиляторів (нукліди з U/Th рядів та ²⁴¹Am і ²⁴⁴Cm) та залишковий γ + β фон. Зображено найбільш інтенсивні складові функції.

Ряд		Активність (мБк/кг)			
	пуклід	В роботі [231]	В цій роботі		
	147 Sm	0,018(2)			
	$^{180}\mathrm{W}$	0,009(2)			
	²⁴¹ Am	0,18(1)	0,2220(4)		
	²⁴⁴ Cm	0,21(1)	0,2230(3)		
²³² Th	²³² Th	0,011(2)	0,0445(3)		
	²²⁸ Th		0,0197(6)		
²³⁸ U	²³⁸ U	0,41(2)	0,526(5)		
	²³⁴ U	0,40(3)	0,614(1)		
	²³⁰ Th		0,024(5)		
	226 Ra	_	0,0050(3)		
	²¹⁰ Po	0,30(1)	0,303(5)		
²³⁵ U	²³⁵ U	0,029(4)			
	²³¹ Pa	0,052(5)			

Табл. 3.1: Альфа-активність, виявлена у сцинтиляційних кристалах ¹¹⁶CdWO₄.



Рис. 3.11: Залежність α/γ -співвідношення від енергії α -частинки. Положення точок з синіми вусами визначено з аналізу форми сигналів, положення ²²⁴Ra, ²²⁰Ra і ²¹⁶Po визначено з часово-амплітудного аналізу.

у кристалах №1 і №2 оцінено як 1,8 мБк/кг та 2,7 мБк/кг відповідно.

 α/γ -співвідношення в кристалі ¹¹⁶CdWO₄ оцінено з використанням положень α -піків α -активних нуклідів U/Th рядів (²³²Th, ²³⁸U i ²³⁴U), ²⁴¹Am та 244Cm. Інші α -піки, використані в побудові α/γ -співвідношення, відібрані в часово-амплітудному аналізі, а саме ²²⁴Ra, ²²⁰Rn, ²¹⁶Po [222]. Побудовану залежність α/γ -співвідношення від енергії зображено на Рис. 3.11; її аналітичний вигляд:

$$\alpha/\gamma = 0.111(3) + 0.0133(5) \times E_{\alpha}[MeB]$$
 (3.3)

на енергетичному відтинку 4,0-6,8 MeB.

3.3.1. Визначення вмісту сиборгію

Щоб відібрати події, які потенційно можуть належати α-розпаду Sg^{дя} (ДЯ — дочірнє ядро) з високоенергетичною α-частинкою, застосовано наступні кроки:

Форма сигналу події узгоджується з формою від α-частинки без домішок
 β + γ сигналів (процедура аналізу форми та переднього фронту).

Відсіювання швидких ²¹²ВіРо-подій аналізом переднього фронту.

2. Відбір подій з високою енергією ($E_{\alpha} > 8.9$ MeB).

Спираючись на теоретичні припущення в роботах [233][234], до подальших обчислень період напіврозпаду взято як $T_{1/2}(Sg) = 10^9$ р. Кількість атомів вольфраму в кристалі №1 оцінено як 9,68 × 10²³, а в кристалі №2 — як 9,71 × 10²³, взято середнє значення 9,7 × 10²³. Вимірювання проводили у два етапи. Перший етап (DAQ4) проводили протягом 8493 год. Але дані кристалу №2 у необхідній високоенергетичній області містили насичені сигнали, тому до аналізу було взято лише дані кристалу №1. Другий етап (DAQ6) склав 26831 год. Разом час вимірювань обох кристалів з обох етапів визначає час експозиції в 36050 кг× год, або ж, якщо перевести в ядро-години, $N_w t = 6,03 \times 10^{28}$ ядер × год. Кількість подій-кандидатів після пройдених кроків відбору склала 551 на енергетичної частини спектру зображено на Рис. 3.12.

Кількість подій в області енергій $E_{\gamma} > 2,7$ МеВ, які можна віднести до ²¹²ВіРо-подій, оцінено як 539 з використанням симуляцій у пакеті GEANT4. Опис спектру в досліджуваній області проводили сумою змодельованої форми ²¹²ВіРо-спектру та альфа-піку від Sg^{Дя}. Положення альфа-піку змінювали по всьому енергетичному проміжку від 8,9 до 14,0 МеВ з урахуванням залежности від енергії ПШПВ альфа-частинок, які було взято таку ж, як і на проміжку 4,0-6,8 МеВ.

$$\Pi \amalg \Pi B_{a} \approx \sqrt{21.7 E_{a}}, (y \text{ keB})$$
(3.4)

Найбільше отримане значення площі піку взято за оцінку верхнього обмеження на кількість α-розпадів Sg^{дя} у кристалах:

$$\lim S_{Sg} = 24.1 (90\% \text{ Д.Й.}) \tag{3.5}$$



Рис. 3.12: Енергетичний спектр α -частинок (в α -шкалі) з двох сцинтиляційних кристалів ¹¹⁶CdWO₄, виміряний за 35324 год. Загальна експозиція складає 36050 кг × год. Зображено функцію, якою описано високоенергетичну область спектру; функція складається із симульованого спектру ²¹²BiPo-ланцюжка (зеленим) і α -піку від Sg^{Дя} із положенням, де площа можливих шуканих подій за процедурою Фельдмана-Коузінса є найбільшою (червоним).

Верхнє обмеження на поширеність у кристалі атомів сиборгію відносно вольфраму $\eta = N_{sg}/N_W$ задається формулою:

$$\lim\left(\frac{N_{Sg}}{N_{W}}\right) = \lim S_{Sg} \times \frac{T_{1/2}}{\ln 2 \cdot \varepsilon \cdot N_{W}t}$$
(3.6)

Якщо припустити, що ефективність повного поглинання α -частинки з розпаду Sg^{Дя} складає 100%, та з урахуванням ефективности відбору сигналів за формою в $\varepsilon = 96\%$, отримуємо обмеження

$$\eta \le 5.1 \times 10^{-15}$$
атомів $(Sg) /$ атомів (W) із 90 % Д.Й. (3.7)

Попереднє встановлене обмеження складало 5.5×10^{-14} N(Sg)/N(W) в дослідженні зі сцинтиляційним кристалом ZnWO₄ [235].

3.4. Висновки до розділу 3

Припускаючи, що період напіврозпаду надважкого елементу сиборгію (Sg, Z = 106) становить 10^9 років, верхнє обмеження на атомну поширеність сиборгію у вольфрамі в кристалі ¹¹⁶CdWO₄ встановлено як $\eta = 5.1 \times 10^{-15}$ атомів(Sg) відносно атомів(W) (з 90 % Д.Й.). Дані зібрано в низькофоновій установці DAMA/R&D, що знаходиться в підземній лабораторії Гран Сассо з двох надчистих кристалів вольфрамату кадмію ¹¹⁶CdWO₄ загальною масоюю 1.2 кг. Обмеження є в ~ 11 разів нижчим за аналогічне встановлене з кристалом ZnWO₄. Чутливість, досягнута в цьому дослідженні, є або на рівні, або перевищує значення інших досліджень з пошуку спонтанного поділу природних надважких елементів або досліджень з прискорювальною мас-спектрометрією.

Результати дослідження оприлюднено в [236].

РОЗДІЛ 4.

Фон від альфа-частинок в дослідженні AMoRE

4.1. Дослідження AMoRE

Проєкт AMoRE (Advanced Molybdenum-based Rare process Experiment) створений з метою пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо [237] [134]. В основі дослідження лежить сцинтиляційна болометрична методика, тобто одночасне зчитування теплового й сцинтиляційного сигналів у кристалі двома зчитувачами (фононного й фотонного відповідно) [238][239], кожен з яких містить так званий надпровідний квантовий прилад (англ.: superconducting quantum interference device, SQUID) та металевий магнітний калориметр (MMK, англ.: metallic magnetic calorimeter) [240]. Кристали ж охолоджені до температур порядку мілікельвінів. Детекторні модулі поміщено в холодильник, де тримають температуру порядку 10 мК. ММК мають відносно короткий час наростання порівняно з іншими фононних сигналів порядку кількох мілісекунд, болометрами [241], що має дати перевагу в рівні забруднености спектру випадковими збігами подій в детекторі. А реєстрація обох теплового та світлового сигналів сприяє кращому розділенню β/γ-подій від α-подій завдяки різному відносному випроміненню світлових сигналів за однакової енергії (англ.: quenching) та аналізу форми теплових сигналів.

Дослідження поділено на три стадії: Pilot, I та II. Ціль стадії AMoRE-Pilot зрозуміти загальні принципи реєстрації подій в установці, вивчити складові фону та знайти способи усунути його, підвищивши загальну чутливість дослідження до шуканого процесу. В АМоRE-І використовують той же кріостат, що й в AMoRE-pilot, але збільшено кількість кристалів. Загалом використано 13 кристалів СаМоО4 (СМО) (до 6 кристалів з пробної стадії Ріlot додали ще 7 нових кристалів) та 5 Li₂MoO₄ (LMO), завдяки чому чутливість до 0vββ-розпаду сягає рівня періоду напіврозпаду $T_{1/2}^{0\,\nu\beta\beta} = 7 \times 10^{24}$ років. Загальна маса всіх кристалів складає 6,2 кг. Також було оновлено захисну систему установки [242]: нейтронних захисний шар проти потоків додатковий встановили та

температурний стабілізатор, щоб зменшити шуми температурної базової лінії. Завдяки безперервній роботі експозиція станом на 19 вересня 2022 р. досягла 5 кг × рік. Первинний аналіз показав рівень фону в досліджуваній області близько 0.06 вккр (відліки на кеВ, кг, рік).

АМоRE-II – кінцева стадія вимірювань в проєкті AMoRE, яку буде проведено в два кроки. На першому кроці буде використано 90 кристалів LMO. На другому кроці буде додано ще 270 кристалів LMO, що разом має скласти ~ 180 кг [243][244]. Стадію AMoRE-II буде проведено в підземній лабораторії Ємілаб (Yemilab) на глибині 1000 м.в.е. [245]. Детекторну систему буде оточено кількома шарами пасивного захисту із кремнієвої гуми з борною кислотою, міді, свинцю й поліетилену. Мюонні лічильники з пластикового сцинтилятору разом з кремнієвими фотопомножувачами оточуватимуть систему з боків та з-під низу. Верхню частину детекторів, включно з місцем, де розміститься система збору даних та обладнання кріостату, буде покрито резервуаром з водою, що служитиме як пасивний захист та Черенковський детектор водночас. Очікувана чутливість до $T_{1/2}$ (¹⁰⁰Mo) відносно 0v β -розпаду становить > 5 × 10²⁶ років за 5 років вимірювань.

Чутливість AMoRE обмежена внутрішньою забрудненістю детекторів ураном і торієм з їх дочірніми продуктами [246]. Окрім того, поверхнева забрудненість кристалів або навколишніх матеріялів може спричиняти енерговиділення у кристалі [247][248][249][250][251], що призведе ДО збільшення фону в досліджуваній області, а саме, навколо Q-значення ¹⁰⁰Мо 3.034 МеВ. Ці фонові події можна відсіяти від сигналів подвійного бета-розпаду [252][253], визначення типу частинки інакше методами вони погано впливатимуть на результати дослідження.

Цю роботу присвячено первинному аналізу сигналів та оцінці фону, спричиненого α-розпадниками в кристалах. Результати аналізу α-фону оприлюднено в роботі [254].

93

4.1.1. Установка AMoRE-Pilot

АМоRE-Pilot – початкова стадія проєкту AMoRE, ціллю якої було оцінити стан фону, щоб розуміти вектор розвитку дослідження в бік покращення чутливости до $0\nu\beta\beta$ на наступних стадіях AMoRE. Сукупно використано шість низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів з кристалами молібдатів кальцію ^{48збід}Ca¹⁰⁰MoO₄ загальною масою в 1,9 кг. Установка знаходилася в підземній лабораторії Янг-Янг (Yangyang Underground Laboratory) й була в роботі з 2015 до 2018 року [255]. Схематичне зображення установки зображено на Рис. 4.1. Кристали СМО вирощені з кальцію, в якому збіднили рівень ⁴⁸Ca до менш ніж 0,001 % [256], що було необхідно, оскільки нуклід ⁴⁸Ca є джерелом фонового $2\nu\beta\beta$ -розпаду, а молібден збагатили ізотопом ¹⁰⁰Mo до більш ніж 95% [257]. Кристали виростили методом Чохральського з подвійною кристалізацією, що мало знизити рівень забруднености. Кристали мали форму еліптичного циліндру з масами в межах 196-390 г, деталі наведено в Табл. 4.1.

Кристал	Діамет	гр (см)	Висота (см)	Maca (г)	Площа	
N⁰	Менша вісь	Більша вісь			поверхні (см ²)	
1	4.30	5.25	2.6	196	74.56	
2	4.09	4.60	4.1	256	84.88	
3	4.79	5.38	4.2	352	106.83	
4	4.27	4.68	5.2	354	104.53	
5	4.37	5.14	5.1	390	111.59	
6	4.04	4.84	5.1	340	101.97	

Табл. 4.1: Характеристики СМО кристалів: розміри, маса, площа поверхні.

Кристали помістили в мідну рамку високої радіочистоти і з високою електропровідністю (див. Рис. 4.2). Три прокладки з поліетер-етер-кетону (ПЕЕК) конічної форми утримують зверху розміщені кристали з несуттєвими тепловими втратами. Чотири мідні виступи на верхній частині кожної рамки міцно притискають кристали та тримають їх нерухомими. Також зменшити тепловтрати між тримачами і кристалом допомагають встановлені прокладки з політетрафтороетилену (ПТФЕ).





Фононний датчик розміщено на нижній частині мідної рамки детекторного модуля. На нижній поверхні кристалу нанесено золоту плівку товщиною в 400 нм, вона служить збирачем фононів. Від плівки відходять 25 золотих провідків, що чіпляються до золотого датчика ММК [258]. ММК використовує парамагнітну природу йонів ербію в золоті (Au:Er) [259]. Золотий датчик напилено безпосередньо над пласкою ніобієвою котушкою, яка розміщена в кремнієвій пластині [260][261]. Постійний струм у надпровідній котушці



Рис. 4.2: Детекторний модуль. Зеленим позначено раму фотонного збирача (зліва). Кристал та відбивач (справа).

утворює магнітне поле в Au:Er датчику. Енергія, виділена в кристалі, спричиняє підвищення температури в датчику, що змінює його намагніченість. В свою чергу це позначається на струмі в котушці, який вимірює надпровідній SQUID [257]. Висока чутливість датчиків ММК дає змогу дуже точно вимірювати зростання температури, тому теоретично можна досягти високої енергетичної роздільної здатности [253][262].

Фотонний детектор [263] встановлено зверху над мідною рамкою. Він складається з 2-дюймової в діаметрі та товщиною в 300 мкм германієвої пластини, що слугує поглиначем сцинтиляційного світла. Датчик ММК вимірює енергію фононів, утворених в германієвій пластині.

З боків та з-під низу кристал оточений дзеркальною відбивальною плівкою (відбивачем).

Отже, вимірюється тепловий та світловий сигнали водночас; порівнюючи відносні амплітуди сигналів, можна розрізнити небажані сигнали (α-події, шуми) від очікуваних β-сигналів. Фонові α-події можуть бути спричинені внутрішньою забрудненістю кристалів або матеріялів, які безпосередньо мають дотик з кристалом, такі як відбивач і мідна рамка фотонного детектора. Тому елементи, які можуть утворювати значний рівень поверхневої α-активности мають бути включені в моделювання фону.

4.2. Забрудненість сцинтиляційного кристалу СМО

4.2.1. Відбір альфа-подій

Народжена всередині кристалу α -частинка і ядро віддачі повністю поглинаються і утворює пік з енергією Q_{α} на енергетичному спектрі. Значення Q_{α} всіх α -розпадів з рядів ²³⁸U, ²³²Th i ²³⁵U вищі за 4 MeB. В цій області знаходиться дуже мала частка $\beta(\gamma)$ -подій, сигнали переважно утворені мюонами й нейтронами. За часом наростання (ЧН) сигналу та співвідношенням світло/тепло (С/Т-співвідношення) сигнали від α -події на проміжку 2,5-8 MeB добре вирізняється від $\beta(\gamma)$ -подій (див. Рис. 4.3). Час наростання обчислено як довжина проміжку від 10% до 90% амплітуди сигналу. Видно, що на площині С/Т-ЧН α -події групуються й дуже добре відділяються від β -подій. Відбір α -подій зроблений за умов, що значення С/Т та ЧН не перевищують 10 стандартних відхилень від середнього значення. Відповідний еліпс теж



Рис. 4.3: Відбір α-подій на площині час наростання — співвідношення світло/тепло у кристалі 4. Відібрані події знаходяться в еліпсі.

зображений на Рис. 4.3.

4.2.2. Альфа-альфа збіги

В розділі 4.4 буде показано, що суттєвий вклад у фон вносить поверхнева забрудненість кристалів та відбивальних плівок. До того ж відмітили досить високий вміст ²³⁵U. Більшість α -активних ядер з ланцюжку ²³⁵U зі значною ймовірністю розпадаються на збуджені рівні дочірніх ядер, що призводить до подальшого випромінювання γ -квантів (і конверсійних електронів). Тому спектр α -подій не виглядає просто як сукупність піків на рівні Q_{α} . Рівень забруднености кожного кристалу вивчався із часових збігів α -подій (α - α збіги).

α-спектр та його калібрування зображено на Рис. 4.4. Пік ²¹⁰Ро на



Рис. 4.4: Енергетичне калібрування α-піків у детекторі 4. Зверху: енергетичний спектр на відтинку 2-8 МеВ. Посередині: відношення амплітуди фононного сигналу до табличного значення енергії. Знизу: відношення реконструйованої енергії до табличної.

5407,5 кеВ гарно виділяється в усіх кристалах. Так само й з піками ²³⁸U та ²³⁴U, але деякі детектори мають їх дещо розмитими, й використовувати їх в калібруванні не стали. Деякі піки з розпаду ряду ²²⁷Th не чіткі, але їх енергії можна визначити з положення відносно більш інтенсивних піків. Пік на $\sim 2,3$ MeB, що присутній на спектрі всіх детекторів, визначили як пік від розпаду ¹⁴⁷Sm.

На Рис. 4.5 зображено енергетичний спектр α -подій від 4.5 до 7 МеВ у детекторі 2. В кристалах присутні піки від розпаду ²³⁵U, які мають активність на рівні з ланцюжками ²³⁸U та ²³²Th. До кінця не зрозуміло причину появи такого рівня забруднености ізотопом ²³⁵U, позаяк його природна поширеність (яка складає 0,7 %) мала б зумовлювати 4,6 % активности відносно рівня ²³⁸U. За одним із припущень, це можете бути наслідком процесу збагачення молібдену ¹⁰⁰Мо або збіднення ⁴⁸Ca в кристалі. За іншим — наслідком того, що поруч із місцем перебування кристалів проводили збагачення ізотопом ²³⁵U.

Спочатку активність внутрішнього фону оцінювали зі швидкости лічби в



Рис. 4.5: Енергетичний спектр α -подій на проміжку від 4 до 7.5 МеВ у детекторі 2. Пунктирна лінія позначає Q_{α} . Позначка вгорі вказує нуклід (див. Табл. 4.2). Пари α - α збігів у ланцюжках ²³⁸U і ²³²Th позначено синьою та червоною гістограмою відповідно.

проміжку ± 40 кеВ від кожного Q-значення відповідного α -розпаду. Однак α -піки ²³⁵U, ²³⁸U і ²³²Th частково перекриваються, тому, користуючись тим же способом, оцінку α -активности було б переоцінено. Кількісний аналіз включно з аналізом поверхневого забруднення описано в пункті 4.4.

Якщо якийсь проміжок ланцюжку розпаду (далі буду звати «підланцюжок») має ізотоп з періодом напіврозпаду порядку хвилин, то таку пару подій можна визначити з часового аналізу. Що, власне, й було зроблено з ²¹⁸Po ($T_{1/2} = 3,10 \text{ xB}$) і ²²⁰Rn ($T_{1/2} = 55,6 \text{ сек}$). Рівень активности цих підланцюжків U3* і T2* (пояснення див. у Табл. 4.2) можна точно визначити з аналізу α - α збігів. У випадку періоду напіврозпаду ізотопу менше ніж 100 мс відбуваються накладання сигналів, і такі події не можна відрізнити таким методом.

Забрудненість СМО кристалів, визначену зі швидкости лічби навколо Q-значення α-піку та з аналізу α-α збігів, у випадку підланцюжків U3* і T2*, вказано в Табл. 4.2.

Ланцюжок				Активніст	ь (мБк/кг)		
розпад	У	К1	К2	К3	К4	К5	К6
$^{238}U - ^{230}Th$	(U1)	0,83(2)	0,82(2)	0,216(9)	0,51(2)	0,60(2)	1,44(2)
230 Th $- ^{226}$ Ra	(U2)	0,18(1)	0,24(1)	1,01(2)	0,24(1)	0,47(1)	0,246(9)
226 Ra $- ^{210}$ Pb	(U3*)	0,038(5)	2,52(4)	0,009(2)	0,012(3)	0,046(4)	0,010(2)
210 Pb $- ^{206}$ Pb	(U4)	6,51(6)	227,7(4)	0,54(1)	1,71(4)	4,59(4)	1,38(2)
232 Th $- ^{228}$ Ra	(T1)	0,016(3)	0,076(7)	0,013(2)	0,009(3)	0,015(3)	0,005(1)
228 Th $- ^{208}$ Pb	(T2*)	0,006(2)	0,147(9)	0,0003(3)	0,002(1)	0,008(2)	0,004(1)
$^{235}U - ^{231}Pa$	(A1)	0,032(4)	0,098(8)	0,045(4)	0,037(5)	0,081(6)	0,031(3)
235 Pa $- ^{227}$ Ac	(A2)	0,039(5)	0,077(7)	0,036(4)	0,027(4)	0,038(4)	0,015(2)
$^{227}Ac - ^{207}Pb$	(A3)	0,25(1)	0,94(2)	0,079(5)	0,059(6)	0,31(1)	0,053(4)

Табл. 4.2: Радіоактивна забрудненість сцинтиляційних кристалів СМО. Кі, – кристал, і – номер кристалу.

4.3. Моделювання фону

Моделювання внутрішньої і поверхневої забруднености проведено у Geant4 версії 10.4.2 [264] з урахуванням всіх особливостей геометрії установки AMoRE-pilot (цю роботу проведено колегами із групи AMoRE). Моделювання низькоенергетичних ядер віддачі від поверхневої α-активности було зроблено з класом G4ScreenedNuclearRecoil, низькоенергетичних електромагнітних процесів — з класом G4EmLivermorePhysics, процесів радіоактивного розпаду — з класом G4RadioactiveDecay.

В модель внутрішнього α -фону заклали ланцюжки розпадів ²³⁸U, ²³²Th і ²³⁵U. Утворену форму модельованого спектру віднормували відповідно до активностей, вказаних у Табл. 4.2. З кожною симульованою подією розігрувалася поглинута кристалом енергія в межах даного вимірювального вікна. Також враховано можливе часове накладання в разі короткоживучого дочірнього ядра. Модельований спектр розмазали відповідно до енергетичної роздільної здатности, отриманої з аналізу спектру на Рис. 4.4.

Промодельовано й вклад в загальний альфа-фон поверхневої α-забруднености сцинтиляційних кристалів, відбивальної плівки та рамки фотонного датчику.

4.3.1. Альфа-спектр

Як було сказано раніше, змоделювали внутрішню забрудненість ланцюжків розпаду ²³⁸U, ²³²Th і ²³⁵U, та віднормували з урахуванням визначених активностей. На Рис. 4.6 порівнюється виміряний α -спектр (чорним) з модельованим спектром (різними кольорами позначено внесок різних підланцюжків) на проміжку 2,5-7 МеВ. Моделювання проводили з умовою, що радіонукліди у підланцюжках знаходяться в рівновазі. Тобто всі піки, наприклад, з підланцюжку U1, зображено темно-синім кольором та мають однакову активність. Модельований спектр не описує повністю виміряний в досліді. Неперервний фон від 2,5 до 4 МеВ перевищує модельований. Тому необхідно врахувати внесок поверхневої α -активности на кристалі та навколишніх матеріялів. Неперервний розподіл до 5407,5 кеВ від ²¹⁰Ро вказує на

значну присутність поверхневого забруднення цим ізотопом. В наступному розділі буде докладно описано як змінюється модельований спектр залежно від глибини поверхневої забруднености.



Рис. 4.6: Виміряний енергетичний спектр α-подій від 2.5 до 7 МеВ у К2 (чорним). Кольоровими лініями намальовано модельовані внески внутрішньої забруднености різних підланцюжків з рядів ²³⁸U, ²³²Th i ²³⁵U.

4.3.2. Поверхнева α-забрудненість ізотопом ²¹⁰Pb.

На Рис. 4.7 зображено схему розпаду ²¹⁰Pb. ²¹⁰Po з цього ланцюжку розпадається в ²⁰⁶Pb з випроміненням високоенергетичної α -частинки. Якщо ²¹⁰Pb або ²¹⁰Po осіли на поверхні, вони можуть бути низькоактивним джерелом фону, оскільки їх періоди напіврозпаду складають 22,3 року і 138 днів відповідно. Внаслідок можливого з імовірністю у 84 % β⁻-розпаду ²¹⁰Pb на збуджений рівень ²¹⁰Bi стає можливою поява конверсійних електронів разом з характеристичним випромінюванням та Оже-електронами. Спектр до 60 кеВ сильно залежить від глибини проникнення ²¹⁰Pb. ²¹⁰Po розпадається з



Рис. 4.7: Схема розпаду ²¹⁰Pb (Взято з [254]).

випроміненням α-частинки в 5304,3 кеВ, а залишкові 103,2 кеВ утворюють енергію віддачі дочірнього ²⁰⁶Pb.

Якщо α -частинка покидає поверхню без енерговиділення в кристалі, то ядро віддачі ²⁰⁶Pb утворює низькоенергетичний сигнал, що залежить від глибини. Або ж зворотній випадок: α -частинка з 5304 кеВ рухається всередину кристалу, а ²⁰⁶Pb вилітає із поверхні кристалу. Таким чином можна очікувати більш інтенсивних піки 103.2 кеВ і 5304.3 кеВ коли α -джерело знаходиться ближче до поверхні.

Щоб отримати залежність внеску від поверхневого ²¹⁰Pb як функцію від глибини α -джерела, було промодельовано відгук детектора від розпаду ²¹⁰Pb, що знаходиться на різній глибині в кристалі та відбивачі, який огортає кристал (див. Рис. 4.2). Утворені модельовані спектри зображено на Рис. 4.8. Довжина пробігу ядра віддачі ²⁰⁶Pb з енергією 103 кеВ в кристалі складає ~ 50 нм, тому після 50 нм можна очікувати, що ефект вильоту ²⁰⁶Pb з кристалу зникне. α -частинка з енергією 5 MeB в кристалі СМО має пробіг ~ 25 мкм, а у відбивачі — ~ 40 мкм. Тому на глибині α -джерела в 25 мкм поверхневий ефект



Рис. 4.8: Низькоенергетичний (а) та високоенергетичний (б) спектри ²¹⁰Рb на різній поверхневій глибині поверхневого забруднення ізотопом Низькоенергетичний та високоенергетичний кристалу. **(B)** (г) спектри поверхневого забруднення ізотопом ²¹⁰Рb на різній поверхневій глибині відбивача.

повністю має перейти у внутрішню забрудненість.

Також присутній низькоенергетичний пік близько 50 кеВ, що пояснюються як сума γ-переходу 46.5 кеВ та β-частинки приблизно 4 кеВ з розпаду на збуджений рівень ²¹⁰Ві.

Верхньою енергетичною межею поверхневої забруднености відбивача ізотопом ²¹⁰Pb є 5304.3 кеВ (див. Рис. 4.8(г)). Це випадок, коли α -джерело знаходиться на нульовій глибині і вся енергія α -частинки поглинається в кристалі. Вже на 10 мкм піку не помітно й утворюється плаский неперервний фон.

4.4. Опис альфа-спектру модельованим фоном

4.4.1. Альфа-спектр від внутрішніх та поверхневих забрудників

Як було описано в попередньому розділі, було промодельовано фоновий спектр від α-частинок всередині й на поверхні всіх шести кристалів та відбивачі, припускаючи перебування кожного під-ланцюжку в рівновазі радіоактивних рядів розпаду. Змодельований спектр наближено (апроксимовано) до виміряного спектру методом найбільшої правдоподібности на проміжку 2,5-7,0 МеВ. Консервативно верхню межу встановлено на рівні внутрішньої активности, оскільки на її вимірювання впливала поверхнева забрудненість, окрім α-активности нуклідів із під-ланцюжків U3* і T2*, які були обмежені вимірюванням частоти їх α-α-збігів. Рівень Т2* в кристалі КЗ був вільним параметром, оскільки неточність вимірювання частоти α - α -збігів у цьому кристалі склала 100 %.

Внесок у фон від поверхневих забруднень оцінено моделюванням окремо 210 Pb та всіх ланцюжків розпадів 238 U, 232 Th i 235 U в кристалах та відбивачах.



Рис. 4.9: Енергетичний спектр α-подій у кристалі К2. Повний модельований спектр від α-джерел зображено червоним. Значення активностей підланцюжків див. у Табл. 4.3.

Залежність від поверхневої глибини встановлено вільним параметром, оскільки в кожного кристалу поверхнева забрудненість особлива.

На Рис. 4.9 зображено результат наближення фону з різними складовими (зображено різними кольорами) до виміряного спектру в кристалі К2. Повний модельований спектр (червоний) має чудове узгодження з виміряним (чорний) включно з неперервною частиною нижче 4-х МеВ. Сірим зображено внутрішню забрудненість, решта білого кольору відображає поверхневу забрудненість. Помітно, що головним джерелом поверхневого забруднення є ²¹⁰Pb на кристалі та відбивачі. Змодельований спектр внутрішньої забруднености має гаусові піки, але більшість виміряних піків має негаусову форму, що пояснюється впливом поверхневої забруднености.

Спираючись на результати наближення моделі до виміряного спектру, було обчислено внутрішню та поверхневу забрудненості кристалів, які наведено в Табл. 4.3 та Табл. 4.4

Табл. 4.3: Обчислені, з використанням модельованого спектру, внутрішні активності підланцюжків рядів розпаду ²³²Th, ²³⁵U і ²³⁸U в сцинтиляційних кристалах СМО.

Ланцюжок	Активність (мБк/кг)					
розпаду	K1	К2	К3	К4	К5	К6
$^{238}\text{U} - ^{230}\text{Th}$ (U1)	0,6(2)	0,83(1)	0,029(4)	0,078(3)	0,106(5)	0,347(8)
230 Th – 226 Ra (U2)	0,007(7)	0,071(6)	0,113(1)	0,022(5)	0,13(2)	0,013(5)
226 Ra - 210 Pb (U3*)	0,033(1)	2,5(2)	0,007(4)	0,009(6)	0,042(4)	0,008(4)
$^{210}Pb - ^{206}Pb$ (U4)	3,9(7)	183,1(2)	0,16(1)	0,77(2)	3,81(5)	0,61(2)
232 Th – 228 Ra (T1)	0,005(3)	0,033(3)	0,001(1)	0,001(2)	0,001(1)	0,004(2)
228 Th $-^{208}$ Pb (T2*)	0,006(2)	0,156(2)	0,0003(1)	0,002(2)	0,006(1)	0,004(2)
$^{235}\text{U} - ^{231}\text{Pa}$ (A1)	0,03(2)	0,09(1)	0,01(3)	0,031(7)	0,025(6)	0,019(9)
235 Pa - 227 Ac (A2)	0,003(5)	0,021(5)	0,003(1)	0,003(1)	0,012(2)	0,002(2)
$^{227}Ac - ^{207}Pb$ (A3)	0,26(3)	0,93(4)	0,089(4)	0,042(3)	0,393(3)	0,057(2)

Табл. 4.4: Обчислені, з використанням модельованого спектру, поверхневі активності підланцюжків рядів розпаду ²³²Th, ²³⁵U і ²³⁸U з кристалів та відбивачів в сцинтиляційних кристалах СМО.

Ланцюжок розпаду	Глибина (мкм) Активність (мкБк/см ²)					
	K1	К2	К3	К4	К5	К6
			Кри	стал		
$^{238}U - ^{230}Th$ (U1)	0,01 3,18(8)	0,01 0,75(6)	0,002 15,8(2)	0,01 9,54(2)	0,01 19,4(3)	0,01 31,4(2)
230 Th $ ^{226}$ Ra (U2)			0,002 0,428(7)		0,002 1,5(1)	
226 Ra - 210 Pb (U3*)	0,01 1,1(3)	0,05 11,49(6)	0,005 0,82(7)	0,002 1,8(1)	0,002 7,4(1)	0,002 2,37(1)
$^{210}Pb - ^{206}Pb$ (U4)	0,1 19,6(2)	0,1 244(24)	0,1 5,0(3)	0,03 10,5(3)	0,1 42(3)	0,08 13,1(7)
²³² Th – ²²⁸ Ra (T1)	0,05 0,01(2)	0,05 0,15(3)	—	0,01 0,18(2)	0,01 0,5(1)	0,01 0,10(3)
$^{228}Th - ^{208}Pb$ (T2*)	0,05 0,16(2)	0,05 0,98(7)	0,05 0,119(3)	0,002 0,33(3)	0,005 2,9(2)	0,04 0,36(7)
$^{235}U - ^{231}Pa$ (A1)	_	_	0,01 2,0(2)		0,05 0,73(7)	0,05 0,83(3)
235 Pa - 227 Ac (A2)	0,05 0,13(3)	0,005 0,31(8)				0,015 0,42(1)
$^{227}Ac - ^{207}Pb$ (A3)	0,05 0,18(2)	0,05 0,39(5)	0,05 0,25(2)	0,05 0,47(7)	0,05 1,71(7)	0,1 0,19(3)
	Відбивач					
$^{210}Pb - ^{206}Pb$ (U4)	0,8 18,2(4)	0,7 8,9(9)	0,9 4,6(2)	0,9 4,0(2)	0,7 4,1(1)	0,1 11,8(3)
$^{210}Pb - ^{206}Pb$ (U4)	20 2,57(4)	20 2,8(3)	30 5,5(8)	20 3,2(2)	30 7,51(3)	20 0,63(2)

Виміряна внутрішня активність під-ланцюжків U3* та T2*, яку було виміряно за α-α-збігами, узгоджується зі значеннями, отриманими з апроксимації моделі. Найбільш інтенсивними піками є 5979,3 кеВ і 6750,3 кеВ від ²²³Ra і ²¹¹Bi із ряду ²²⁷Th (під-ланцюжок A3), їх визначені з моделі активності в межах похибки узгоджуються з вимірюваннями у всіх шести кристалів.

На Рис. 4.10 зображено усереднений виміряний спектр із 5 кристалів (без К2, бо в нього виявилася велика забрудненість ²¹⁰Pb; див. Рис. 4.9) (чорний) та змодельований (червоний) спектри, віднормовані на одиницю маси та живий час детектора. Спектри мають гарне узгодження. Неперервний фон від 2,5 Мев до 4 MeB спричинений поверхневим забрудненням ізотопом ²¹⁰Pb; у кристалі К2 домінує поверхнева забрудненість на кристалі, тоді як в інших кристалах на цій забрудненість частині переважає відбивачів. Інтенсивний пік спектру 5407,5 кеВ утворений внутрішнім ²¹⁰Pb, а піки неперервний спектр між піками в області вище 5,5 MeB належить поверхневим розпадам ²²⁶Ra (U3), ²²⁸Th (T2) і ²²⁷Th (АЗ). В області вище 5,5 кеВ переважає внутрішній ²²⁷Th, але в області дослідження його внесок не суттєвий.



Рис. 4.10: Усереднений за п'ятьма (окрім К2) кристалами енергетичний спектр α-подій (чорний). Змодельований α-спектр (червоний).
4.4.2. Поверхневий фон в області дослідження

α-події на поверхні кристалів та відбивачів утворюють фон в області дослідження, але їх можна відрізнити від 0vββ-подій за методами, описаними в 4.2.1. β/γ-події розіділі Однак можливо, ЩО утворені поверхневими α-забрудниками. Тому було оцінено їх внесок у фон в досліджуваній області 3,024-3,044 МеВ. На Рис. 4.11 зображено змодельовані в кожному кристалі β/γ-спектри, отримані з моделювання α-подій. В області дослідження переважає забруднення ізотопами ²⁰⁸Tl і ²¹⁴Bi. Вплив внутрішнього ²⁰⁸Tl можна зменшити відкидаючи всі події в межах 30 хв. після α-розпаду²¹²Ві з енергією 6,207 MeB. Але у випадку поверхневого 208 Tl, α -частинка не несе всі 6,207 MeB, що знижує ефективність такого відсіювання. ²¹⁴Ві є джерелом у-кванту з енергією ~ 3 МеВ і є частиною ланцюжку ²²⁶Ra-²¹⁰Pb. Рівень фону від поверхневого забруднення в досліджуваній області, визначений з усереднення фонів усіх кристалів, складає



Рис. 4.11: Змодельований спектр β/γ-подій від внутрішнього та поверхневого забруднення кристалів. Зображено віднормований середній спектр внутрішньої та поверхневої забрудненостей разом (червоний) та спектр лише внутрішньої забруднености (чорний).

 $(2,60 \pm 0.03) \times 10^{-2}$ відліків / (кеВ × кг × рік). Повну забрудненість в досліджуваній області визначено як $(3,70 \pm 0.04) \times 10^{-2}$ відліків / (кеВ × кг × рік). Рівень фону в досліджуваній області, усереднений за п'ятьма кристалами (окрім К2), обчислено як $(2,22 \pm 0.03) \times 10^{-2}$ вккр і $(6,67 \pm 0.49) \times 10^{-4}$ вккр поверхневої і внутрішньої забруднености відповідно.

4.5. Висновки до розділу 4

Досліджено поверхневий фон кристалів СМО на стадії AMoRE-Pilot з використанням моделювання у Geant4. Щоб зрозуміти фоновий вплив як внутрішніх, так і поверхневих радіоактивних забруднень у кристалах і прилеглих матеріялах, було змодельовано ланцюжки розпаду ²³⁸U, ²³²Th i ²³⁵U. Модельований α-фон наближено до виміряних α-спектрів з урахуванням активностей α-джерел. Виявлено, що загальний змодельований фоновий спектр добре описує дані зі всіх шести детекторів в енергетичному діапазоні 2,5-7,0 МеВ. Також виявлено, що фонові внески від поверхневих забруднень кристалів і прилеглих матеріялів точно описують не тільки піки, але й неперервну частину фонового спектру. Поверхневе забруднення від а-джерел домінує над внутрішнім забрудненням, за винятком одного кристала, який ма надзвичайно велике внутрішнє забруднення. Усереднений фоновий рівень, оцінений як $(2.22 \pm 0.03) \times 10^{-2}$ відліків / (кеВ × кг × рік) в області навколо Q(¹⁰⁰Mo). Це значення перевищує заплановане на стадії AMoRE-II, тому на стадії AMoRE-I, окрім кристалів з кальцієм, використано кристали Li₂MoO₄, які мають нижчу внутрішню забрудненість. Також варто покращити установку, щоб знизити поверхневу забрудненість та провести глибший аналіз, який допоміг би знизити загальний рівень фону.

ВИСНОВКИ

Що пошук надважких елементів, що безнейтринного 2β-розпаду наближає нас до розуміння принципів побудови Всесвіту. А отримані знання буде застосовано в наступних дослідженнях.

Основні результати дисертаційної роботи можна сформулювати так:

- 1. Розроблено методи аналізу швидких ланцюжків радіоактивних розпадів. На основі аналізу даних у вимірюваннях з рідким сцинтилятором, насиченим торієм, отримано найточніше, серед усіх проведених досліджень, значення періоду напіврозпаду ²¹²Ро відносно α -розпаду на основний стан ²⁰⁸Pb як $T_{1/2}$ = 295,1(4) нс (відносна неточність складає 0,14 %).
- 2. Промодельовано внесок швидкого ланцюжка розпадів ²¹²Ві-²¹²Ро у високоенергетичну частину спектру сцинтилятора ¹¹⁶CdWO₄. На основі даних, зібраних із ¹¹⁶CdWO₄ детектором масою 1,2 кг за 35324 години в низькофоновій установці в підземній лабораторії Гран Сассо, визначено обмеження на вміст природного сиборгію (Sg, Z = 106) відносно вольфраму в кристалі ¹¹⁶CdWO₄, що становить $\eta < 5.1 \times 10^{-15}$ атомів(Sg) відносно атомів(W) (з 90 % Д.Й.). Дане обмеження в ~ 11 разів нижче за встановлене в попередньому дослідженні з кристалом ZnWO₄, в якому використано таку ж методику. Чутливість, досягнута в цьому дослідженні, є або на рівні, або перевищує значення інших досліджень з прискорювальною масспектрометрією.
- 3. Вивчено фон від альфа-розпадів у дослідженні AMoRE з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо. Середнє значення рівня фону від внутрішніх та поверхневих забрудників з 5-ти кристалів складає (2,22 ± 0,03) × 10⁻² відліків/(кеВ × кг × рік) в області навколо Q-значення безнейтринного подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо. Щоб підвищити чутливість до 2β0v-розпаду, рівень фону треба зменшувати. Зокрема, аналіз на другій стадії AMoRE-I з кристалами Li₂MoO₄, в додаток до кристалів Ca¹⁰⁰MoO₄,

показав, що літієві кристали мають меншу внутрішню забрудненість. Варто вдосконалювати аналіз світлових сигналів, амплітуда яких є досить малою, у зв'язку з чим виникають труднощі з виділенням корисних подій.

подяки

Перш за все хочу висловить подяку всім воїнам, які не дали нашій нації загинуть від рук одвічного московського ворога. Завдяки чому, власне, я зараз пишу цей текст. Далі дякую своїм науковим керівникам, Володимиру Іллічу Третяку та Федіру Анатолійовичу Даневичу, які вели мене в науковій роботі й терпіли моє нерідке недотримання запланованих строків. Дякую всім колегам із відділу фізики лептонів Інституту ядерних досліджень: Владиславові Валерійовичу Кобичеву, Оксані Григорівні Поліщук, Дмитрові Васильовичу Касперовичу, Миколі Миколайовичу Зарицькому, Володимирові Руслановичу Клавдієнку, Борисові Миколайовичу Кропив'янському, Ларисі Миколаївні Кобичевій, Олені Володимирівні Зуєвій, Олегові Юрійовичу Шкурупію та іншим. Ми всі маленькі гвинтики розвитку науки в Україні. Наостанок висловлюю вдячність сім'ї, рідним, друзям за всебічну підтримку.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] K. Auranen et al. (2018). Superallowed α decay to doubly magic 100Sn.
 Physical Review Letters. 121(18), Article 182501, 6 p.
- [2] K. Toth et al. (1981). Evidence from α decay that Z = 82 is not magic for light Pb isotopes. Physical Review Letters. 53(17), 1623-1626.
- [3] A.N. Andreyev et al. (2000). A triplet of differently shaped spin-zero states in the atomic nucleus 186Pb. Nature, 405, 430-433.
- [4] S. Hofmann & G. Münzenberg (2000). The discovery of the heaviest elements. Reviews of Modern Physics, 72(3), 733-767.
- [5] Yu.Ts. Oganessian et al. (2006). Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the 249Cf and 245Cm+48Ca fusion reactions. Physical Review C, 74(4), Article 044602, 9 p.
- [6] K. Morita et al. (2000). Observation of second decay chain from 278113. Journal of the Physical Society of Japan, 76(4), Article 045001, 2 p.
- [7] G. Gamow (1928). Zur Quantentheorie des Atomkernes. Zeitschrift f
 ür Physik, 51(3-4), 204-212.
- [8] R.W. Gurney & E.U. Condon (1928). Wave Mechanics and Radioactive Disintegration. Nature, 122(3073), 439.
- [9] R.W. Gurney & E.U. Condon (1929). Quantum Mechanics and Radioactive Disintegration. Physical Review, 33(2), 127-140.
- [10] S.A. Gurvitz & G. Kalbermann (1987). Decay width and the shift of a quasistationary state. Physical Review Letters, 59(3), 262-265.
- [11] H.K. Shepard (1983). Decay widths for metastable states. Improved WKB approximation. Physical Review D 27(6),1288-1298.
- [12] D.N. Poenaru, M. Ivascu, A. Sandulescu (1979). Alpha decay as a fission-like process. Journal of Physics G: Nuclear Physics, 5(10), L169-L173.
- [13] P.N. Poenaru, I.H. Plonsi & W. Greiner (2006). α-decay half-lives of superheavy nuclei. Physical Review C, 74(1), Article 014312, 5 p.

- [14] P. Roy Chowdhury, C. Samanta & D.N. Basu (2006). α-decay half-lives of new superheavy elements. Physical Review C, 73(1), Article 014612, 6 p.
- [15] K. Harada & E.A. Rauscher (1968). Unified theory of alpha decay. Physical Review, 169(4), 818-824.
- [16] D.F. Jackson, E.J. Wolstenholme, L.S. Julien & C.J. Batty (1979). Alpha-decay lifetimes of superheavy nuclei. Nuclear Physics A, 316(1-2), 1-12.
- [17] H.J. Mang (1960). Calculation of α-transition probabilities. Physical Review 119(3), 1069-1075.
- [18] B. Sahu (2008). Analytical expression for the α-decay half-life and understanding the data including very long life-times and superheavy nuclei. *Physical Review C* 78(4), Article 044608, 9 p.
- [19] C.F. Weizsäcker (1935). Zur Theorie der Kernmassen. Zeitschrift für Physik, 96(7-8), 431-458.
- [20] H. Geiger & J.M. Nuttall (1911). LVII. The ranges of the α-particles from various radioactive substances and a relation between range and period of transformation. *The London, Edinburg, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 22(130)*, 613-621.
- [21] S.A. Karamian, J.J. Carroll, S. Iliev & S.P. Tretyakova (2007). Weak Khindrance manifested in alpha decay of the ¹⁷⁸Hf^{m2} isomer. *Physical Review C* 75(5), Article 057301, 4 p.
- [22] P. De Marcillac, N. Coron, G. Dambier, J. Lablanc & J.-P. Moalic (2003). Experimental detection of α-particles from the radioactive decay of natural bismuth. *Nature*, 422(6934), 876-878.
- [23] J. W. Beeman et al. (2012). First measurement of the partial width of ²⁰⁹Bi decay to the ground and the first excited states. *Physical Review Letters 108(6)*, Article 062501, 5 p.
- [24] V.Yu. Denisov & A.A. Khudenko. α-decay half-lives, α-capture, and α-nucleus potential. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 95(6), 815-835.
- [25] D.N. Poenaru, R.A. Gherghescu & W. Greiner (2012). Simple relationships for α-decay half-lives. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 39(1),

Article 015105, 9 p.

- [26] Y. Qian & Z. Ren (2014). Half-lives of α decay from natural nuclides and from superheavy elements. *Physics Letters B*, 738, 87-91.
- [27] V.Yu, Denisov, O.I. Davidovskaya & I.Yu. Sedykh (2015). Improved parametrization of the unified model for α decay and α capture. *Physical Review C* 92(1), Article 014602, 6 p.
- [28] K.P. Santhosh, I. Sukumaran & B. Priyanka (2015). Theoretical studies on the alpha decay of ¹⁷⁸⁻²²⁰Pb isotopes. *Nuclear Physics*. A 935, 28-42.
- [29] B. Sahu & S. Bhoi (2016). Viola-Seaborg relation for α-decay half-lives: update and microscopic determination of parameters. *Physical Review C*, 93(4), Article 044301, 13 p.
- [30] D.T. Akrawy & D.N. Poenaru (2017). Alpha decay calculations with a new formula. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 44(10), Article 105105, 12 p.
- [31] N. Ashok & A. Joseph (2018). Alpha and cluster decay half-lives in Tungsten isotopes: a microscopic analysis. *Nuclear Physics. A 977*, 101-111.
- [32] S. Hofmann (2015). Super-heavy nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 42(11), Article 114001, 26 p.
- [33] Yu.Ts. Oganessian, A. Sobiczewski & G.M. Ter-Akopian (2017). Superheavy nuclei: from predictions to discovery. *Physica Scripta*, 92(2), Article 023003, 21 p.
- [34] B. Buck, A.C. Merchant & S.M. Perez (1991). Recent developments in the theory of alpha decay. *Modern Physics Letters A*, 6(27), 2453-2461.
- [35] D. Ni & Z. Ren (2010). New approach for α-deformed calculations of deformed nuclei. *Physical Review C*, 81(6), Article 064318, 6 p.
- [36] D. Ni & Z. Ren (2012). Binding energies, α-decay energies, α-decay half-lives for heavy and superheavy nuclei. *Nuclear Physics A 893*, 13-26.
- [37] Y. Qian & Z. Ren (2012). Systematic study of new data for extreme α decays. *Physical Review C*, 84(6), Article 064307, 7 p.
- [38] P.R. Chowdhury, C. Samanta & D.N. Basu (2008). Search for long lived

heaviest nuclei beyond the valley of stability. *Physical Review C* 77(4), Article 044603, 10 p.

- [39] Y.Z. Wang, J.M. Dong, B.B. Peng & H.F. Zhang (2010). Fine structure of α decay to rational stated of heavy nuclei. *Physical Review C*, 81(6), Article 067301, 4 p.
- [40] V.Yu. Denisov & H. Ikezoe (2005). α-nucleus potential for α-decay and subbarrier fusion. *Physical Review C*, 72(6), Article 064613, 9 p.
- [41] V.Yu. Denisov & A.A. Khudenko, α decay of even-even superheavy elements.*Physical Review C 81(3)*, Article 034613, 12 p.
- [42] A. Coban, O. Bayrak, A. Soylu & I. Boztosun (2012). Effect of nuclear deformation on α decay half-lives. *Physical Review C*, 85(4), Article 044324, 7 p.
- [43] M.R. Pahlavani, S.A. Alavi & N. Tahanipour (2013). Effect of nuclear deformation on the potential barrier and alpha-decay half-lives of superheavy nuclei. *Modern Physics Letters A*, 28(16), Article 1350065, 11 p.
- [44] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, L.A. Malov, G. Scamps & D. Lacroix (2014).
 Effects of angular dependence of surface diffuseness in deformed nuclei on Coulomb barrier. *Physical Review C*, 90(3), Article 034322, 6 p.
- [45] S. Dahmardeh, S.A. Alavi & V. Dehghani (2017). Influence of deformed surface diffuseness on alpha decay half-lives of actinides and lanthanides. *Nuclear Physics A*, 963, 68-77.
- [46] P. Belli et al. (2020). Search for α decay of naturally occurring osmium nuclides accompanied by γ quanta. *Physical Review C, 102(2)*, Article 024605, 10 p.
- [47] D.N. Poenaru & M. Ivascu (1983). Estimation of the alpha decay half-lives. Journal de Physique, 44(7), 791-796.
- [48] B. Buck, A.C. Merchant & S.M. Perez (1991). Ground state to ground state alpha decays of heavy even-even nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 17(8), 1223-1235.
- [49] B. Buck, A.C. Merchant & S.M. Perez (1992). Favoured alpha decay of oddmass nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle*, 18(1), 143-164.

- [50] O. Hahn & F. Strassmann (1939). Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle. *Naturwissenschaften*, 27(1), 11-15.
- [51] L. Meitner & O.R. Frisch (1939). Disintegration of Uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction. *Nature, 143(3615)*, 239-240.
- [52] J. Chadwick (1914). Intensitätsverteilung im magnetischen Spektren der β-Strahlen von Radium B+C. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 16, 383-391.
- [53] E. Fermi (1934). Versuch einer Theorie der β-Strahlen. Zeitschrift für Physik, 88(3-4), 161-177.
- [54] M. Goeppert-Mayer (1935). Double beta-disintegration. *Physical Review*, 48(6), 512-516.
- [55] V.I. Tretyak, F.A. Danevich, S.S. Nagorny & Yu.G. Zdesenko (2005). On the possibility to search for 2β decay of initially unstable (alpha/beta radioactive) nuclei. *Europhysics Letters*, 69(1), 41-47.
- [56] E. Majorana (1937). Teoria Simmetrica dell'elettrone e del positrone. Nuovo Cimento 14, 171-184.
- [57] W. Furry (1939). On transition probabilities in double beta disintegration. *Physical Review*, 56(12), 1184-1193.
- [58] R. Davis, Don S. Harmer & Kenneth C. Hoffman (1968). Search for Neutrinos from the Sun. *Physical Review Letters*, 20(21), 1205-1209.
- [59] Q.R. Ahmad et al. (SNO Collaboration) (2001). Measurement of the rate of $v_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ⁸B Solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 87(7), Article 071301, 6 p.
- [60] S. Bilenky (2016). Neutrino oscillations: From a historical perspective to the present status. *Nuclear Physics B*, 908, 2-13.
- [61] F. Deppisch et al. (2018). Neutrinoless double beta decay in left-right symmetric models with a universal seesaw mechanism. *Physical Review D*, 97(3), Article 035005, 9 p.
- [62] H. Primakoff & P.S.P. Rosen (1959). Double Beta Decay. Reports on Progress in

Physics 22, 121-166.

- [63] W.C. Haxton & G.I. Stephenson Jr (1984). Double beta decay. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 12, 409-479.
- [64] M. Doi, T. Kotani & E. Takasuga (1985). Double beta decay and Majorana neutrino. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 83, 1-175.
- [65] J.D. Vergados (1986). The neutrino mass and family, lepton and baryon number non-conservation in gauge theories. *Physics Reports*, 133(1-2), 1-216.
- [66] J. Suhonen & O. Civitarese (1998). Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear beta decay. *Physics Reports*, 300(3-4), 123-214.
- [67] M. Doi et al. (1981). Neutrino Mass, the Right-Handed Interaction and the Double Beta Decay. I: Formalism. Progress of Theoretical Physics, 66(5), 1739-1764.
- [68] T. Tomoda (1991). Double beta decay. Reports on Progress Physics, 54(1), 53-126.
- [69] S.P. Rosen (1992). Double Beta Decay. arXiv:hep-ph/9210202, 1-18.
- [70] Б. Понтекорво, Мезоний и антимезоний (1957). Журнал экспериментальной и теоретической физики, 33, 549-551.
- [71] Z. Maki, M. Nakagawa & S. Sakata (1962). Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5), 870-880.
- [72] F. Šimkovic, A. Smetana & P. Vogel (2018). 0νββ and 2νββ nuclear matrix elements evaluated in closure approximation, neutrino potentials and SU(4) symmetry. *Physical Review C 98(6)*, Article 064325, 11 p.
- [73] R.N. Mohapatra, A. Perez-Lorenzana & C.A. de S. Pires (2000), Neutrino mass, bulk majoron and neutrinoless double beta decay. *Physics Letters B*, 491(1-2), 143-147.
- [74] R. Tomas, H. Päs & J.W.F. Valle (2001), Generalized bounds on Majoronneutrino couplings. *Physical Review D*, 64(9), Aritcle 095005, 7 p.
- [75] J.C. Montero, C.A. de S. Pires & V. Pleitez (2001), Neutrinoless double beta decay with and without Majoron-like boson emission in a 3-3-1 model. *Physical Review D*, 64(9), Article 096001, 10 p.

- [76] M. G. Inghram & J.H. Reynolds (1950). Double Beta-Decay of ¹³⁰Te. *Physical Review*, 78(6), 822-823.
- [77] B. Srinivasan, E.C. Alexander Jr., R.D. Beaty, D.E. Sinclair & O.K. Manuel (1973). Double Beta Decay of Selenium-82. *Economic Geology*, 68(2), 252-257.
- [78] W.J. Lin, O.K. Manuel, G.L. Cumming, D. Krstic & R.I. Thorpe (1988).
 Geochemically measured half-lives of ⁸²Se and ¹³⁰Te. *Nuclear Physics A*, 481(3), 477-483.
- [79] A.S. Barabash & R.R. Saakyan (1996). Experimental limits on 2β⁺, Kβ⁺ and 2K processes for ¹³⁰Ba amd on 2K capture of ¹³²Ba. *Physics of Atomic Nuclei*, *59(2)*, 179-204.
- [80] A.P. Meshik, C.M. Hohenberg, O.V. Pravdivtseva & Ya.S. Kapusta (2001).
 Weak decay of ¹³⁰Ba and ¹³²Ba: Geochemical measurements. *Physical Review C*, 64(3), Article 035205, 6 p.
- [81] A. Kawashima, K. Takahashi & A. Masuda (1993). Geochemical estimation of the half-life for the double beta decay of ⁹⁶Zr. *Physical Review C*, 47(6), R2452-R2456.
- [82] M.E. Wieser & J. De Laeter (2001). Evidence of the double β decay of zirconium-96 measured in 1.8 × 10⁹ year-old zircons. *Physical Review C*, 64(2), Article 024308, 7 p.
- [83] V.I. Tretyak & Yu.G. Zdesenko (2002). Tables of double beta decay data an update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, *80(1)*, 83-116.
- [84] A.L. Turkevich, T.E. Economou & G.A. Cowan (1991). Double-beta decay of
 ²³⁸U. *Physical Review Letters*, 67(23), 3211-3214.
- [85] V.I. Tretyak & Yu.G. Zdesenko (1995). Tables of double beta decay data. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 61(1), 43-90.
- [86] S.R. Elliott & P. Vogel (2002). Double beta decay. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 52(1), 115-151.
- [87] R. Arnold et al. (2016). Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life of ¹⁵⁰Nd and a search for the $0\nu\beta\beta$ decay. *Physical Review D*, *94(7)*, Article 072003, 19 p.
- [88] R. Arnold et al. (2017). Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life and search for

the $0\nu\beta\beta$ decay of ¹¹⁶Cd with the NEMO-3 detector. *Physical Review D*, 95(1), Article 012007, 12 p.

- [89] A. Balysh et al. (1996). Double Beta Decay of ⁴⁸Ca. *Physical Review Letters*, 77(26), 5186-5189.
- [90] V. Brudanin et al. (2000). Search for double beta decay of ⁴⁸Ca in the TGV experiment. *Physics Letters B*, 495(1-2), 63-68.
- [91] A. Baranash & V. Brudanin (2011). Investigation of double-beta decay with the NEMO-3 detector. *Physics of Atomic Nuclei*, *74(4)*, 312-317.
- [92] R. Arnold et al. (2016). Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of ⁴⁸Ca with the NEMO-3 detector. *Physical Review D*, 93(11), Article 112008, 9 p.
- [93] A. Vasenko et al. (1990). New Result in the ITEP/YePI Double Beta-Decay Experiment With Enriched Germanium Detectors. *Modern Physics Letters A*, 5(17), 1299-1306.
- [94] H. Miley et al. (1990). Suggestive evidence for the two-neutrino double-β decay of ⁷⁶Ge. *Physical Review Letters*, 65(25), 3092-3095.
- [95] F. Avignone III et al. (1991). Confirmation of the observation of $2\nu\beta\beta$ decay og ⁷⁶Ge. *Physics Letters B*, 256(3-4), 559-561.
- [96] F. Avignone III (2010). The Majorana ⁷⁶Ge double-beta decay project. *Progress in Particle and Nuclear Physics, 64(2),* 258-260.
- [97] M. Günther et al. (1997). Heidelberg-Moscow $\beta\beta$ experiment with ⁷⁶Ge: Full setup with five detectors. *Physical Review D*, *55(1)*, 54-67.
- [98] H. Klapdor-Kleingrothaus et al. (2001). Latest results from the Heidelberg-Moscow double beta decay experiment. *European Physical Journal A*, 12, 147-154.
- [99] C. Dorr & H. Klapdor-Kleingrothaus (2003). New Monte-Carlo simulation of the Heidelberg-Moscow double beta decay experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 513, 596-621.
- [100] S. Elliot et al. (1992). Double beta decay of ⁸²Se. Physical Review C, 46(4), 1535-1537.

- [101] R. Arnold et al. (1998). Double-β decay of ⁸²Se. Nuclear Physics A, 636(2), 209-223.
- [102] R. Arnold et al. (1999). Double-β decay of ⁹⁶Zr. *Nuclear Physics A*, 658(4), 299-312.
- [103] J. Argyriades et al. (2010). Measurements of the two neutrino double beta decay half life of Zr-96 with the NEMO-3 detector. *Nuclear Physics A*, 847(3-4), 168-179.
- [104] H. Ejiri et al. (1991). Double beta decay of ¹⁰⁰Mo. *Physics Letters B*, 258(1-2), 17-23.
- [105] D. Dassie et al. (1995). Two-neutrino double-β decay measurement of ¹⁰⁰Mo. *Physical Review D*, 51(5), 2090-2100.
- [106] A. De Silva et al. (1997). Double β decay of ¹⁰⁰Mo and ¹⁵⁰Nd. *Physical Review C*, *56(5)*, 2451-2467.
- [107] H. Ejiri et al. (1995). Double Beta Decays of ¹¹⁶Cd. Journal of the Physical Society of Japan, 64(2), 339-343.
- [108] F. Danevich et al. (2003). Search for 2β decay of cadmium and tungsten isotopes: Final results of the Solotvina experiment. Physical Review C, 68(3), Article 035501, 12 p.
- [109] V. Tretyak et al. (2011). The NEMO-3 results after completion of data taking. *AIP Conference Proceedings, 1471,* 125-128.
- [110] W. Lin et al. (1988). Double beta-decay of tellurium-128 and tellurium-130. Nuclear Physics A, 481, 484-493.
- [111] A. Meshik et al. (2008). ¹³⁰Te and ¹²⁸Te double beta decay half-lives. Nuclear Physics A, 809, 275-289.
- [112] T. Kirsten et al. (1983). Rejection of evidence for nonzero neutrino rest mass from double beta decay. *Physical Review Letters*, 50, 474-477.
- [113] R. Arnold et al. (2011). Measurement of $\beta\beta$ decay half-life of ¹³⁰Te with the NEMO-3 detector. *Physical Review Letters, 107(6)*, Article 062504.
- [114] N. Ackerman et al. (2011), Observation of Two-Neutrino Double-Beta Decay in Xe-136 with EXO-200. *Physical Review Letters*, 107(21), Article 212501, 5 p.

- [115] A. Gando et al. (2012). Measurement of the double- β decay half-life of ¹³⁶Xe with the KamLAND-Zen experiment. *Physical Review C*, *85(4)*, Article 045504.
- [116] V. Artemiev et al. (1995). Half-life measurement of ¹⁵⁰Nd 2β2ν decay in the time projection chamber experiment. *Physics Letters B*, 345(4), 564-568.
- [117] J. Argyriades et al. (2009). Measurements of the double- β decay half life of ¹⁵⁰Nd and search for neutrinoless decay modes with the NEMO-3 detector. *Physical Review C, 80(3)*, Article 032501, 5 p.
- [118] A. Barabash (2020). Precise half-life values for two-neutrino double- β decay: 2020 Review. *Universe*, 6(10), 159.
- [119] A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collaboration) (2016). Search for Majorana Neutrino Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen. *Physical Review Letters*, 117(8), Article 082503, 6 p.
- [120] S. Abe et al. (KamLAND-Zen Collaboration) (2023), Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen. *Physical Review Letters*, 130(5), Article 051801, 7 p.
- [121] A. Gando et al. (2017). Limit on Neutrinoless ββ Decay of ¹³⁶Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim of ⁷⁶Ge. Physical Review Letters, 110(6), Article 062502.
- [122] The EXO-200 collaboration (2014). Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data. *Nature*, 510, 229-234.
- [123] J.B. Albert et al. (2014). Search for Majoron-emitting modes of double-beta decay of Xe-136 with EXO-200. *Physical Review D*, 90(9), Article 092004.
- [124] The EXO-200 collaboration (2016). First Search for Lorentz and CPT Violation in Double Beta Decay with EXO-200. *Physical Review D*, 93(7), Article 072001.
- [125] G. Adhikari et al. (nEXO Collaboration) (2021). NEXO: Neutrinoless double beta decay search beyond 10²⁸ year half-life sensitivity. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 49(1)*, Article 015104, 26 p.
- [126] J. Renner (NEXT Collaboration) (2019). Energy calibaration of the NEXT-White detector with 1% resolution near $Q_{\beta\beta}$ of ¹³⁶Xe. *Journal of High Energy*

Physics, 10, Article 230, 11 p.

- [127] The NEXT Collaboration (2016). Sensitivity of NEXT-100 to neutrinoless double beta decay. *Journal of High Energy Physics*, 05, Aritcle 159, 28 p.
- [128] The NEXT Collaboration (2023). Demonstration of neutrinoless double beta decay searches in gaseous xenon with NEXT. *Journal of High Energy Physics*, 09, Article 190, 33 p.
- [129] The SNO Collaboration (2000). The Sudbury Neutrino Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 449, 172-207.
- [130] E. Fiorini & T.O. Niinikoski (1984). Low-temperature calorimetry for rare decays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 224(1-2), 83-88.
- [131] D.Q. Adams (CUORE Collaboration) (2022). Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE. *Nature*, 604, 53-58.
- [132] W.R. Armstrong (CUPID Collaboration) (2019). CUPID pre-CDR. arXiv:1907.09376 [physics.ins-det], 78 p.
- [133] E. Armengound et al. (2020). The CUPID-Mo experiment for neutrinoless double-beta decay: Performance and prospects. *European Physical Journal C*, 80, Article 44, 15 p.
- [134] V. Alenkov et al. (2015). Technical Design Report for the AMoRE 0νββ Decay Search Experiment, arXiv:1512.05957[physics.ins-det], 93 p.
- [135] K. Auranen & E.A. McCutchan (2020). Nuclear Data Sheets for A = 212. Nuclear Data Sheets, 168, 117-267.
- [136] E. Browne (2005). Nuclear Data Sheets for A = 212. Nuclear Data Sheets, 104(2), 427-496.
- [137] M.J. Martin (2007). Nuclear Data Sheets for A = 208. Nuclear Data Sheets, 108(8), 1583-1806.
- [138] J.V. Dunworth (1939). A determination of the half-value periods of Radium C' and Thorium C', with a note on time lags in a Geiger counter. *Nature*, 144, 152-153.
- [139] H. Bradt & P. Scherrer (1943). Die Halbwertszeit des ThC'. Helvetica Physica

Acta, 16, 259.

- [140] J.M. Hill (1948). The half-Life of thorium C'. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 44(3), 440-446.
- [141] D.E. Bunyan, A. Lundby & D. Walker (1949). Experiments with the delayed coincidence method, including a search for short-lived nuclear isomers. *Proceedings of the Physical Society A*, 62(4), 253-263.
- [142] F.W. Van Name Jr. (1949). Measurement of the radioactive decay constant of ThC' using a coincidence method. *Physical Review*, 75(1), 100-103.
- [143] T. Hayashi, Y. Ishizaki, & I. Kumabe (1953). The half-life of ThC'. Journal of the Physical Society of Japan, 8(1), 110-112.
- [144] F.C. Flack & J.E. Jonson (1962). The gamma radiation from ²¹²Po(ThC'). Proceedings of the Physical Society, 79(1), 10-13.
- [145] G. Astner et al. (1963). A hindered E2 ground state transition in ²⁰⁷Po. Nuclear Physics, 45, 49-53.
- [146] G.W. McBeth & R.A. Winyard (1972). Isotope identification and radioassay by time interval analysis. The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 23, 527-533.
- [147] S. Senyal et al. (1975). Half-life measurement of the ²¹²Po ground state. *Physical Review C*, 12(1), 318-319.
- [148] H. Bohn, E. Endres, T. Faestermann & P. Kienle (1981). Spectroscopy of excited states in ²¹²Po, ²¹⁰Pb, and ²¹³At employing ¹⁸O induced few-nucleon transfer reactions. *Zeitschrift für Physik A*, 302(1), 51-59.
- [149] G. Bellini et al. (2013). Lifetime measurements of ²¹⁴Po and ²¹²Po with the CTF liquid scintillator detector at LNGS. *European Physical Journal A*, 49(7), 92-99.
- [150] P. Belli et al. (2014). Investigation of rare nuclear decays with BaF₂ crystal scintillator contaminated by radium. *European Physical Journal A*, 50(9), 134-142.
- [151] E. Aprile et al. (2017). Results from a calibration of XENON100 using a source of dissolved radon-220. *Physical Review D*, 95(7), Article 072008, 10 p.
- [152] П. Беллі та ін. (2018). Вимірювання періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро за

допомогою насиченого торієм рідкого сцинтилятора. *Ядерна фізика та* енергетика, 19(3), 220-226.

- [153] P. Belli et al. (2021). The half-life of 212Po, European Physical Journal A, 57, Article 215, 11 p.
- [154] P. Belli et al. (2003). Performances of a CeF₃ crystal scintillator and its application to the search for rare processes, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 498, 352.
- [155] R. Cerulli et al. (2004). Performances of a BaF₂ detector and its application to the search for $\beta\beta$ decay modes in ¹³⁰Ba. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 525(3), 535-543.
- [156] P. Belli et al. (2012). Search for double-β decay processes in ¹⁰⁶Cd with the help of a ¹⁰⁶CdWO₄ crystal scintillator. Physical Review C, 85(4), Article 044610, 12 p.
- [157] P. Belli et al. (2007). Search for α decay of natural Europium. Nuclear Physics A, 789(1-4), 15-29.
- [158] A. Samark-Roth et al. (2018). Low-lying states in 219Ra and 215Rn: Sampling microsecond α-decaying nuclei. Physical Review C, 98(4), Article 044307.
- [159] A. Sonay et al. (2018). Neutron background measurements with a hybrid neutron detector at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory. Physical Review C, 98(2), Article 024602.
- [160] E.N. Alexeev et al. (2018). TAU-4 installation intended for long-term monitoring of a half-life of the 212Po, arXiv:1812.04849[physics.ins-det], 6 p.
- [161] W. Ma et al. (2020). Internal calibration of the PandaxX-II detector with radon gaseous sources. Journal of Instrumentation, 15, P12038.
- [162] Saint-Gobain Crystals, http://www.crystals.saint-gobain.com/.
- [163] M. Wang et al. (2021). The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references, *Chinese Physics C*, 45(3), Article 030003, 512 p.
- [164] G. Dietze & H. Klein (1982). Gamma-calibration of NE213 scintillation counters, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 193(3), 549-556.

- [165] V.I. Tretyak (2010). Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators. Astroparticle Physics, 33(1), 40-53.
- [166] Communication from Hamamatsu Photonics K.K., https://www.hamamatsu.com/jp/en/3001.html.
- [167] L. Papadopulus (1997). Rise time of scintillation emission in inorganic and organic scintillators. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 401(2-3), 322-328.
- [168] S.E. Derenzo et al. (2000). Measurements of the Intrinsic Rise Times of Common Inorganic Scintillators. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47(3), 860.
- [169] S.E. Derenzo et al. (2014). Fundamental limits of scintillation detector timing precision. *Physics in Medicine and Biology*, 59(13), 3261-3286.
- [170] S. Agostinelli et al. (2003). GEANT4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506(3), 250-303.
- [171] J. Allison et al. (2006). Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, *53(1)*, 270-278.
- [172] J. Allison et al. (2016). Recent Developments in GEANT4. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 835, 186-225.
- [173] O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak & Y.G. Zdesenko (2000). Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei. *Physics of Atomic Nuclei*, 63(7), 1282-1287.
- [174] J. Radeloff, N. Buttler, W. Kesternich & E. Bodenstedt (1967). Measurement of lifetimes up to one second of isomeric nuclear states populated in the decay pf radioactive sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 47(1), 109-115.
- [175] O. Couet et al. (2021). PAW Physics Analysis Workstation, CERN Program Library Long Writeup Q12. Available at https://cdsweb.cern.ch/record/2296392/files/paw.pdf. Accessed 22 May 2021.
- [176] F. James et al. (2021). MINUIT Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library Long Writeup D506. Available at

http://cdssls.cern.ch/record/2296388/files/minuit.pdf. Accessed 22 May 2021.

- [177] Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM) 100:2008, Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement, <u>https://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf</u>. Accessed 22 May 2021.
- [178] Oscolloscope WavePro 7 Zi-A Series, Teledyne LeCroy, Inc, 2017.
- [179] G. Schaff-Goldhaber (1957). Nucleonics, 15, 122.
- [180] W.D. Myers & W.J. Swiatecki (1966). Nuclear masses and deformations. Nuclear Physics, 81(2), 1-58.
- [181] A. Sobiczewski, F.A. Gareev & B.N. Kalinkin (1966). Closed shells for Z > 82 and N > 126 in a diffuse potential well. *Physics Letters*, 22(4), 500-502.
- [182] V.M. Strutinsky (1968). "Shells" in deformed nuclei. Nuclear Physics A, 122(1), 1-33.
- [183] S.G. Nilson et al. (1969). On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements. *Nuclear Physics A*, 131(1), 1-66.
- [184] E.O. Fiset & J.R. Nix (1972). Calculation of half-lives for superheavy nuclei. Nuclear Physics A, 193(2), 647-671.
- [185] R. Smolańczuk (1997). Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei. *Physical Review C, 56(2)*, 812-824.
- [186] P. Moller, J.R. Nix & K.-L. Kratz (1997). Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ion-beam applications. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 66(2), 131-343.
- [187] T. Bürvenich et al. (1998). Superheavy nuclei in deformed mean-field calculations. *European Physical Journal A*, *3*(2), 139-147.
- [188] A.T. Kruppa et al. (2000). Shell corrections of superheavy nuclei in selfconsistent calculations. *Physical Review C*, 61(3), Article 034313, 13 p.
- [189] J.-F. Berger et al. (2001). Superheavy, hyperheavy and bubble nuclei. Nuclear Physics A, 685(1-4), 1-16.
- [190] M. Bender, W. Nazarewicz & P.-G. Reinhard (2001). Shell stabilization of super- and hyperheavy nuclei without magic gaps. *Physics Letters B*, 515(1-2),

42-48.

- [191] A. Sobiczewski & K. Pomorski (2007). Description of structure and properties of superheavy nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 58(1), 292-349.
- [192] V.Yu. Denisov (2007). Shell corrections, magic numbers, and mean field. *Physics of Atomic Nuclei*, 70, 244-257.
- [193] Y. Oganessian (2007). Heaviest nuclei from ⁴⁸Ca-induced reactions. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 34(4), R165.
- [194] J.H. Hamilton, S. Hofmann & Y.T. Oganessian (2013). Search for superheavy nuclei. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 63, 383-405.
 - [195] M. Thoennessen (2013). Discovery of isotopes of elements with $Z \ge 100$. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 99(3), 312-344.
 - [196] D.N. Schramm & W.A. Fowler (1971). Synthesis of superheavy elements in the r-process. *Nature*, 231, 103-106.
 - [197] I.V. Panov, I.Yu. Korneev & F.-K. Thielemann (2009). Superheavy elements and r-process. *Physics of Atomic Nuclei*, 72, 1026-1033.
 - [198] I. Petermann et al. (2012). Have superheavy elements been produced in nature? European Physical Journal A, 48, Article 122, 11 p.
 - [199] I.V. Panov, I.Yu. Korneev, G. Martinez-Pinedo & F.-K. Thielemann (2013). Influence of spontaneous fission rates on the yields of superheavy elements in the r-process. *Astronomy Letters*, 39(3), 150-160.
 - [200] M. Kowal, P. Jackimowicz & A. Sobiczewski (2010). Fission barriers for eveneven superheavy nuclei. *Physical Review C, 82(1)*, Article 014303, 10 p.
 - [201] G. Herrmann (1979). Superheavy-element research. Nature, 280, 543-549.
 - [202] G.N. Flerov & G.M. Ter-Akopian (1981). The physical and chemical aspects of the search for superheavy elements. *Pure and Applied Chemistry*, *53*, 909-923.
 - [203] G.N. Flerov & G.M. Ter-Akopian (1983). Superheavy nuclei. *Reports on Progress in Physics*, 46(7), 817-875.
 - [204] J.V. Kratz (1983). The search for superheavy elements. *Radiochimica Acta* 32, 25-41.
 - [205] R.V. Gentry (1970). Giant radioactive halos: indicators of unknown

radioactivity? Science, 169(3946), 670-673.

- [206] R.V. Gentry et al. (1976). Evidence for primordial superheavy elements. *Physical Review Letters*, 37(1), 11-15.
- [207] A. Marinov et al. (2009). Existence of long-lived isotopes of a superheavy element in natural Au. *International Journal of Modern Physics E 18(3)*, 621-629.
- [208] A. Marinov et al. (2010). Existence for the possible existence of a long-lived superheavy nucleus with atomic mass number A = 292 and atomic number $Z \cong 122$ in natural Th. *International Journal of Modern Physics E, 19(1)*, 131-140.
- [209] F. Dellinger et al. (2011). Upper limits for the existence of long-lived isotopes of roentgenium in natural gold. *Physical Review C*, 83(1), Article 015801, 9 p.
- [210] F. Dellinger et al. (2010). Search for a superheavy nuclide with A = 292 and neutron-deficient thorium isotopes in natural thorianite. *Nuclear Instruments* and Methods in Physics Research B, 268(7-8), 1287-1290.
- [211] F. Dellinger et al. (2011). Ultrasensitive search for long-lived superheavy nuclides in the mass range A = 288 to A = 300 in natural Pt, Pb, and Bi. *Physical Review C*, 83(6), Article 065806, 14 p.
- [212] P. Ludwig et al. (2012). Search for superheavy elements with $292 \le A \le 310$ in nature with accelerator mass spectrometry. *Physical Review C*, 85(2), Article 024315, 8 p.
- [213] A.V. Bagulya et al. (2013). Search for superheavy elements in galactic cosmic rays. JETP Lett. 97, 708-719.
- [214] A.B. Alexandrov et al. (2013). Detecting galactic cosmic ray transuranium nuclei in olivine crystals from meteorites. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 77, 1343-1346.
- [215] Yu.Ts. Oganessian (1996). JINR Rapid Communications, 6, 49.
- [216] A. Svirikhin et al. (2009). Neutrons from spontaneous fission of long-lived super-heavy nuclei. *AIP Conference Proceedings*, *1175*, 297-300.
- [217] M. Warda & J.L. Egido (2012). Fission half-livesof superheavy nuclei in a microscopic approach. *Physical Review C*, 86(1), Article 014322, 24 p.

- [218] I. Silisteanu & A.I. Budaca (2012). Structure and α-decay properties of the heaviest nuclei. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 98, 1096-1108.
- [219] M. Schädel et al. (1997). Chemical properties of element 106 (seaborgium). *Nature, 388*, 55-57.
- [220] V. Pershina & J. Anton (2013). Theoretical predictions of properties and gasphase chromatography behaviour of carbonyl complexes of group-6 elements Cr, Mo, W, and elemetn 106, Sg. *Journal of Chemical Physics*, 138(17), Article 174301, 6 p.
- [221] J. Even et al. (2014). Synthesis and detection of a seaborgium carbonyl complex. *Science*, 345(6203), 1491-1493.
- [222] A.S. Barabash et al. (2018). Final results of the Aurora experiment to study 2β decay of ¹¹⁶Cd with enriched ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators. *Physical Review D*, 98(9), Article 092007, 16 p.
- [223] D.V. Poda et al. (2014). Search for 2β decay of ¹¹⁶Cd with the help of enriched ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators. *EPJ Web of Conferences, 65*, Article 01005, 4 p.
- [224] A.S. Barabash et al. (2011). Low background detector with enriched ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators to search for double β decay of ¹¹⁶Cd. *Journal of Instrumentation, 6,* P08011, 22 p.
- [225] D.V. Poda et al. (2013). CdWO₄ crystal scintillators from enriched isotopes for double beta decay experiments. *Radiation Measurements*, 56, 66-69.
- [226] F.A. Danevich et al. (2013). Development of radiopure cadmium tungstate crystal scintillators from enriched ¹⁰⁶Cd and ¹¹⁶Cd to search for double beta decay. *AIP Conference Proceedings*, *1549(1)*, 201-204.
- [227] E. Gatti & F. De Martini (1962). A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters. *Proceedings of the Conference on Nuclear Electronics Vol. II (International Atomic Energy Agency, Vienna)*, 265-276.
- [228] T. Fazzini et al. (1998). Pulse-shape discrimination with CdWO₄ crystal scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 410, 213-219.

- [229] L. Bardelli et al. (2006). Further study of CdWO₄ crystal scintillators as detectors for high sensitivity 2β experiments: scintillation properties and pulse-shape discrimination. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 569(3), 743-753.
- [230] W.R. Nelson, H. Hirayama & D.W.O. Rogers (1985). "The EGS4 code system". Stanford Linear Accelerator Center report SLAC-265, United States.
- [231] D.L. Helis et al. (2020). Neutrinoless double-beta decay searches with enriched
 ¹¹⁶CdWO₄ scintillating bolometers. Journal of Low Temperature Physics, 199(1-2), 467-474.
- [232] A.S. Barabash et al. (2016). Improvement of radiopurity level of enriched
 ¹¹⁶CdWO₄ and ZnWO₄ crystal scintillators by recrystallization. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 833, 77-81.
- [233] G.N. Flerov & G.M. Ter-Akopian (1983). Superheavy nuclei. *Reports on Progress in Physics*, 47, 817-875.
- [234] A. Svirikhin et al. (2009). Neutrons from spontaneous fission of long-lived super-heavy nuclei. *AIP Conference Proceedings*, *1175*, 297-300.
- [235] P. Belli et al. (2015). Search for long-lived superheavy eka-tungsten with radiopury ZnWO₄ crystal scintillator. Physica Scripta, 90, Article 085301, 6 p.
- [236] P. Belli et al. (2022). Search for naturally occurring seaborgium with radiopure ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators. *Physica Scripta*, 97, Article 085302, 9 p.
- [237] H. Bhang et al. (2012). AMORE experiment: a search for neutrinoless double beta decay of ¹⁰⁰Mo isotope with ⁴⁰CaMoO₄ cryogenic scintillation detector. *Journal of Physics: Conference Series*, 375(4), Article 042023, 4 p.
- [238] A. Alessandrello et al. (1998). A scintillating bolometer for experiments on double beta decay. *Physics Letters B*, 420, 109-113.
- [239] L. Gironi (2010). Scintillating bolometers for Double Beta Decay search. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 617(1-3), 478-481.
- [240] A. Fleischmann et al. (2009). Metallic magnetic calorimeters. *AIP Conference Proceedings 1185*, 571-578.

- [241] D.R. Artusa et al. (2014). Initial performance of the CUORE-0 experiment. *European Physical Journal C, 74(8)*, Article 2956, 7 p.
- [242] H.B. Kim et al. (2002). Status and performance of the AMoRE-I experiment on neutriniless double beta decay. *Journal of Low Temperature Physics*, 209, 962-970.
- [243] M.H. Lee et al. (2020). AMoRE: a search for neutrinoless double-beta decay of ¹⁰⁰Mo using low-temperature molybdenum-containing crystal detectors. *Journal of Instrumentation, 15*, C080010., 9 p.
- [244] S.C. Kim (on behalf of the AMoRE collaboration) (2023). Searching for neutrinoless double beta decay with the AMoRE experiments. *IL Nuovo Cimento C, 46*, Article 8, 9 p.
- [245] K. Park (2008). The new underground facility in Korea, Yemilab. Journal of Physics: Conference Series, 2156, Article 012171, 4 p.
- [246] A. Luqman et al. (2017). Simulations of background sources in AMoRE-I experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 855, 140-147.
- [247] C. Bucci et al. (2009). Background study and Monte Carlo simulations for largemass bolometers. *European Physical Journal A*, *41*, 155-168.
- [248] R.A. Johnson et al. (2012). Alpha backgrounds for HPGe detectors in neutrinoless double-beta decay experiments, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 693, 51-58.
- [249] F. Allesandria et al. (2013). Validation of techniques to mitigate copper surface contamination in CUORE, *Astroparticle Physics*, *45*, 13-22.
- [250] G.H. Yu et al. (2021). Depth profile study of ²¹⁰Pb in the surface of an NaI(Tl) crystal, *Astroparticle Physics*, 126, Article 102518, 6 p.
- [251] M.L. di Vacri et al. (2021). Direct method for the quantitative analysis of surface contamination on ultra-low background materials from exposure to dust, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 994, Article 165051, 9 p.

- [252] G.B. Kem et al. (2016). Heat and light measurements of ⁴⁰CaMoO₄ crystal for the AMoRE double beta decay experiment. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 63(2), 539-542.
- [253] I. Kim et al. (2017). Application of metallic magnetic calorimeter in rare event search. Superconductor Science and Technology 30(9), Article 094005, 9 p.
- [254] V. Alenkov et al. (2022). Alpha backgrounds in the AMoRE-pilot experiment. *European Physical Journal C, 82*, Article 1140, 11 p.
- [255] V. Alenkov et al. (2019). First results from the AMoRE-Pilot neutrinoless double beta decay experiment, *European Physical Journal C, 79(9)*, Article 791, 12 p.
- [256] A.N. Annenkov et al. (2008). Development of CaMoO₄ crystal scintillators for a double beta decay experiment with ¹⁰⁰Mo. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 584, 334-345.
- [257] C.S. Kang et al. (2017). MMC-based low-temperature detector system of the AMoRE-pilot experiment. Superconductor Science and Technology, 30(8), Article 084011.
- [258] Y.H. Kim et al. (2004). Measurements and modeling of the thermal properties of the calorimeter having a sapphire absorber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 520(1-3), 208-211.
- [259] C. Enss et al. (2000). Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection. Journal of Low Temperature Physics, 121(3), 137-176.
- [260] A. Fleischmann et al. (2009). Metallic magnetic calorimeters. AIP Conference Proceedings, 1185(1), 571-578.
- [261] W.S. Yoon et al. (2015). Development of a high resolution alpha spectrometer using a magnetic calorimeter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 784, 143-146.
- [262] S. Kempf, A. Fleischmann, L. Gastaldo & C. Enss (2018). Physics and applications of metallic magnetic calorimeters. *Journal of Low Temperature Physics*, 193, 365-379.
- [263] H.J. Lee et al. (2015). Development of a scintillation light detector for a cryogenic rare-event-search experiment. *Nuclear Instruments and Methods in*

Physics Research A, 784, 508-512.

[264] S. Agostinelli et al. (2003). GEANT4 – a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 506(3), 250-303.

ДОДАТОК

Список публікацій здобувача за темою дисертації:

Статті у реферованих виданнях:

- V. Alenkov, H.W. Bae, ..., N.V. Sokur, ... "Alpha backgrounds in the AMoREpilot experiment." *The European Physical Journal C*, vol. 82, no. 1140, 13 p., 2022 (Q1, DOI: <u>10.1140/epjc/s10052-022-11104-3</u>). (Дисертанту належить аналіз теплових та сцинтиляційних сигналів сцинтиляційного болометру дослідження AMoRE).
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. Incicchitti, D.V. Kasperovych, V.V. Kobychev, M. Laubenstein, D.V. Poda, O.G. Polischuk, N.V. Sokur, V.I. Tretyak, "Search for naturally occurring seaborgium with radiopure ¹¹⁶CdWO4 crystal scintillators." *Physica Scripta*, vol. 97, no. 085302, 9 p., 2022 (Q1, DOI: <u>10.1088/1402-4896/ac7a6d</u>). (дисертанту належить моделювання ВiPo-подій у сцинтиляторі ¹¹⁶CdWO₄ та їх внесок у енергетичний спектр).
- 3. P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. Incicchitti, D.V. Kasperovych, V.V. Kobychev, O.G. Polischuk, N.V. Sokur, V.I. Tretyak, "The half-life of ²¹²Po." *The European Physical Journal A*, vol. 57, no. 215, 11 p., 2021 (Q1, DOI: <u>10.1140/epja/s10050-021-00510-y</u>). (дисертанту належить аналіз сигналів у рідкому сцинтиляторі, побудова енергетичних спектрів, визначення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Po). *Тези конференцій:*
- 4. Н.В. Сокур, "Аналіз сигналів у експерименті AMoRE." XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. Київ, 2022, с. 88.
- 5. П. Беллі, Р. Бернабей, Ф.А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Караччіоло, Д.В. Касперович, В.В. Кобичев, М. Лаубенштайн, Д.В. Пода, О.Г. Поліщук, Н.В. Сокур, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Пошук природного сіборгію у вольфрамі за допомогою кристалів вольфрамату ¹¹⁶Cd." XXIX щорічна

наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2022, с. 60.

- 6. N.V. Sokur, "AMoRE: a Low temperature bolometric experiment to search for double beta decay of ¹⁰⁰Mo with molybdate crystal scintillators." *International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering – fabrication, properties and applications. Book of Abstracts. – Lviv, 2021,* p. 105.
- 7. N.V. Sokur, "Analysis of pile-up events in AMoRE." Functional Materials for Technical and Biomedical Applications. Book of Abstracts. Kharkiv, 2021, p. 41.
- 8. Н.В. Сокур, "Порівняння підходів до аналізу накладених подій в експерименті AMoRE." *International Conference of Young Scientists and Post-Graduate Students. Book of Abstracts. Uzhhorod, 2021*, р. 167.
- 9. Н.В. Сокур, "Низькотемпературні сцинтиляційні болометри з кристалами молібдатів для пошуку подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Mo." *Functional Materials for Technical and Biomedical Applications. Book of Abstracts. Kharkiv, 2020,* р. 38.
- 10. Н.В, Сокур (від імені колаборації AMoRE), "AMoRE: низькотемпературний сцинтиляційний болометричний експеримент з пошуку подвійного бетарозпаду ¹⁰⁰Mo." *XXVII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. Київ, 2020*, с. 117.
- 11. Н.В. Сокур, П. Беллі, Р. Бернабей, Р.С, Бойко, Ф.А. Даневич, А. Ді Марко, А. Інчікітті, Д.В. Касперович, Ф. Капелла, В. Караччіоло, В.В. Кобичев, О.Г. Поліщук, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Найточніше значення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро.", XXVI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2019, с. 70.

Праці, в яких додатково висвітлено результати за темою дисертації:

12. Н.В. Сокур, П. Беллі, Р. Бернабей, Р.С, Бойко, Ф.А. Даневич, А. Ді Марко, А. Інчікітті, Д.В. Касперович, Ф. Капелла, В. Караччіоло, В.В. Кобичев, О.Г. Поліщук, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Вимірювання періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро за допомогою насиченого торієм рідкого сцинтилятора." Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2018». Тези доповідей. – Львів, 2018, с. 19.

13. П. Беллі, Р. Бернабей, Р.С. Бойко, Ф.А. Даневич, А. Ді Марко, А. Інчікітті, Д.В. Касперович, Ф. Капелла, В. Караччіоло, В.В. Кобичев, О.Г. Поліщук, Н.В. Сокур, В.І. Третяк, Р. Черуллі, "Вимірювання періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро за допомогою насиченого торієм рідкого сцинтилятора." *Nuclear Physics and Atomic Energy*, vol. 19, no. 3, pp. 220-226, 2018 (Q4, DOI: <u>10.15407/jnpae2018.03.220</u>). (дисертанту належить аналіз сигналів у рідкому сцинтиляторі, побудова енергетичних спектрів, визначення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро).