

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ  
И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.1; 539.123

ОЦЕНКА ФОНА ОТ РАДИОАКТИВНЫХ ПРИМЕСЕЙ  
В КВАРЦЕВОМ КОРПУСЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО  
ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ПОИСКА БЕЗНЕЙТРИННОГО  
ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА  $^{150}\text{Nd}$ А. В. Вересникова<sup>1,2</sup>, В. И. Гуренцов<sup>1,2</sup>, В. В. Казалов<sup>1,2</sup>, З. А. Ахматов<sup>1,2</sup>,  
Г. Я. Новикова<sup>1,2</sup>, Д. А. Текуева<sup>1,2</sup>, М. Ш. Тхазаплижев<sup>1,2</sup>

*Выполнен количественный анализ вклада фона от естественных радиоактивных примесей (цепочки  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ ) в кварцевом корпусе прототипа сцинтилляционного детектора объемом в несколько литров на основе жидкого неодимсодержащего органического сцинтиллятора. В рамках исследования было проведено моделирование методом Монте-Карло с использованием экспериментально полученного спектра энергетического разрешения детектора. Показано, что фон в области поиска  $0\nu 2\beta$ -распада  $^{150}\text{Nd}$  согласуется с результатом моделирования вклада радиоактивных цепочек  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Выполнен расчет проектной чувствительности эксперимента к периоду безнейтринного двойного бета-распада. Результаты приведены в подробных таблицах и графиках.*

**Ключевые слова:** безнейтринный двойной бета-распад, жидкий сцинтиллятор, изотоп неодим-150, энергетическое разрешение, детектор нейтрино, низкофонные исследования, Монте-Карло моделирование.

<sup>1</sup> ИЯИ РАН, 117312 Россия, Москва, пр-т 60-летия Октября, 7а; e-mail: veresnikova@inr.ru.

<sup>2</sup> Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова, 360004 Россия, Кабардино-Балкарская Республика, Нальчик, ул. Чернышевского, 173.

*Введение.* Безнейтринный двойной бета-распад ( $0\nu 2\beta$ ) представляет собой ключевой процесс для установления майорановской природы нейтрино, которая предполагает нарушение закона сохранения лептонного числа. Регистрация  $0\nu 2\beta$ -распада станет прямым доказательством существования физики за пределами Стандартной модели [1]. Большое количество экспериментов с изотопами различных элементов нацелено на достижение более высокого предела времени периода полураспада  $T_{1/2}(0\nu)$ . В число наиболее перспективных кандидатов по поиску  $0\nu 2\beta$ -распада входит ядро изотопа неодима  $^{150}\text{Nd}$  благодаря большой энергии перехода ( $Q_{\beta\beta} = 3.3678$  МэВ) и высокому атомному номеру. Высокая энергия  $0\nu 2\beta$ -распада  $^{150}\text{Nd}$  повышает вероятность его наблюдения при значительном улучшении фоновых условий эксперимента и повышении энергетического разрешения детектора [2]. При этом, учитывая важность проблемы, особенно в случае положительного результата, желательно его подтверждение в различных типах экспериментов [3, 4]. В настоящее время ведутся интенсивные экспериментальные поиски этого распада для различных изотопов [5–9].

Чувствительность таких экспериментов критически зависит от уровня фоновых событий в области регистрации сигнала.

В ходе подготовки к запуску прототипа детектора была создана упрощённая Монте-Карло модель. Построенная модель позволила получить ожидаемое энергетическое разрешение детектора с неодимсодержащим сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола (ЛАБ) [10] и оценку внутреннего фона от двухнейтринного бета-распада  $^{150}\text{Nd}$  [11].

*Описание установки.* Сцинтилляционный детектор представляет собой детектирующую систему, состоящую из кварцевой ячейки объемом 2.3 литра, световодов и двух ФЭУ Beijing Hamamatsu CR165. Ячейка заполняется жидким органическим сцинтиллятором, нагруженным металлом. Сцинтилляционный сигнал, возникающий при взаимодействии ионизирующего излучения с веществом сцинтиллятора, регистрируется с помощью двух ФЭУ. Для уменьшения влияния внутренней радиоактивности ФЭУ они отдалены от ячейки с помощью световодов, изготовленных из оргстекла. Для снижения влияния внешнего радиоактивного излучения, вызванного распадами  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  и дочерних продуктов, сцинтилляционный детектор окружен низкофоновой защитой из меди толщиной 15 см и свинца толщиной 7.5 см. Экспериментальная установка расположена в отдельном низкофоновом боксе лаборатории НЛГЗ-4900 БНО ИЯИ РАН. На рис. 1 представлено схематическое изображение прототипа детектора для ре-

гистрации безнейтринного двойного бета-распада  $^{150}\text{Nd}$ . Подробное описание установки приведено в [12].

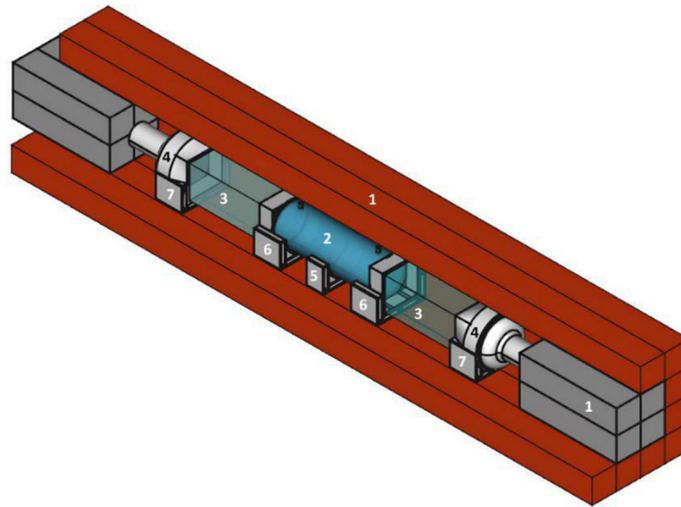


Рис. 1: Принципиальная схема прототипа детектора безнейтринного двойного бета-распада ( $0\nu\beta\beta$ )  $^{150}\text{Nd}$ , 1 – медь, 2 – кварцевая ячейка, заполненная жидким сцинтиллятором, 3 – световоды из оргстекла, 4 – ФЭУ в светонепроницаемом корпусе из PETG-пластика, 5 – держатель ячейки из PETG-пластика, 6 – адаптеры для оптического соединения кварцевой ячейки и световодов (материал: PETG-пластик), 7 – адаптеры для соединения световодов и ФЭУ (материал: PETG-пластик).

Нами была проведена серия калибровок и измерений со статистикой более 7000 часов. После набора экспериментальных данных появилась возможность верифицировать результаты моделирования и уточнить модельные предсказания [10, 11].

В настоящей работе мы представляем уточнённые значения энергетического разрешения, а также результаты нового моделирования методом Монте-Карло, позволяющие детализировать вклад различных компонент в суммарный фон детектора.

*Энергетическое разрешение.* На основе данных, накопленных за 7000 часов, был получен энергетический спектр детектора (рис. 2).

По измеренному энергетическому спектру детектора (рис. 2), а также калибровочным измерениям с источниками  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{241}\text{Am}$  проведено уточнение модели детектора. В частности, уточнены конструкционные особенности, такие как геометрические размеры элементов детектора и длины световодов. В расчете было принято, что

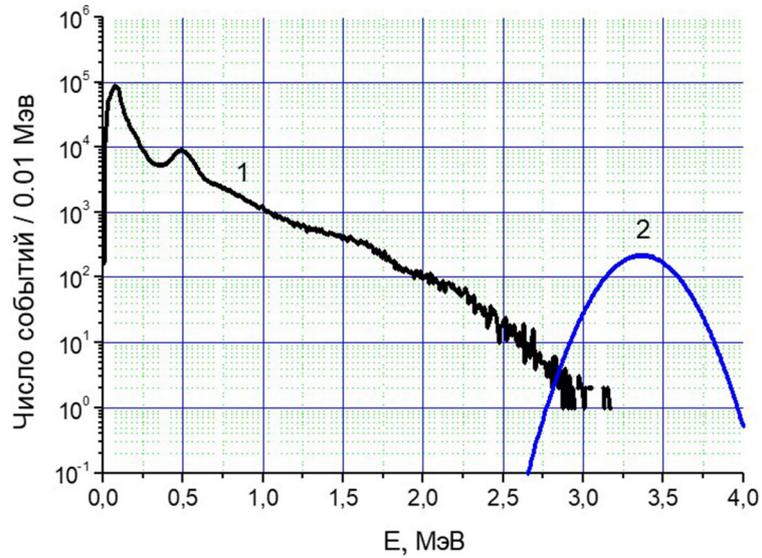


Рис. 2: 1 – измеренный энергетический спектр детектора, накопленный за 7000 часов, 2 – область регистрации безнейтринного двойного бета-распада  $^{150}\text{Nd}$ .

световой выход есть линейная функция от энергии, нелинейность световых выхода при малых энергиях комптоновских электронов (эффект Биркса) не учитывалась. В рамках уточненной модели методом Монте-Карло получено энергетическое разрешение детектора (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Энергетическое разрешение детектора

$E$ , кэВ	Энергетическое разрешение в %
10	104.3
20	73.5
40	52.6
60	43.4
100	32.9
200	20.4
400	18.4
600	15.4
1000	12.6
2000	10.4
3368	9.3

*Моделирование фона.* Используя модель детектора и полученное энергетическое разрешение, рассчитан фон от радиоактивных элементов, содержащихся в качестве примесей в кварцевом корпусе детектора. Нами было проведено экспериментальное измерение радиоактивности кварцевого стекла, использованного при изготовлении ячейки, результаты которого использовались как основа для Монте-Карло моделирования фона. Более подробно с измерениями радиоактивности материалов, использованных в проекте, можно ознакомиться в [13].

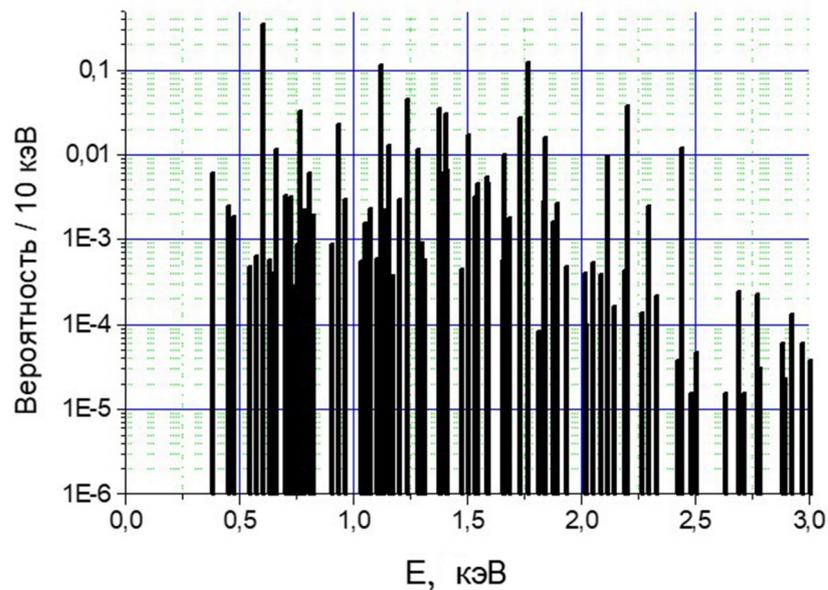


Рис. 3: Энергия гамма-квантов и их вероятность в распаде  $^{214}\text{Bi}$ .

При моделировании процесса бета-распада были использованы подробные схемы распада радиоактивных изотопов с учётом всех уровней возбуждения ядер из работы [14]. В программе были использованы группы изотопов от распада  $^{238}\text{U}$  ( $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{234}\text{Pa}$ ,  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{234}\text{Th}$ ),  $^{232}\text{Th}$  ( $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Bi}$ ,  $^{212}\text{Pb}$ ) и  $^{40}\text{K}$ .

Трек каскадных гамма-квантов в Монте-Карло программе представлен в виде случайной последовательности событий: излучение, рассеяние, поглощение и регистрация. Гамма-кванты, рожденные в одном распаде, генерируются в одной точке корпуса детектора и имеют случайное направление, распределенное изотропно. При моделировании произвольного распределения случайной величины использовался генератор случайных чисел, равномерно распределённых на отрезке (0–1). Сечения рассеяния и поглощения заданы в виде таблиц из работы [15]. Плотность вероятности распределения энергии рассеянного гамма-кванта определяется формулой Клейна–Нишины–Тамма [16]. Угол

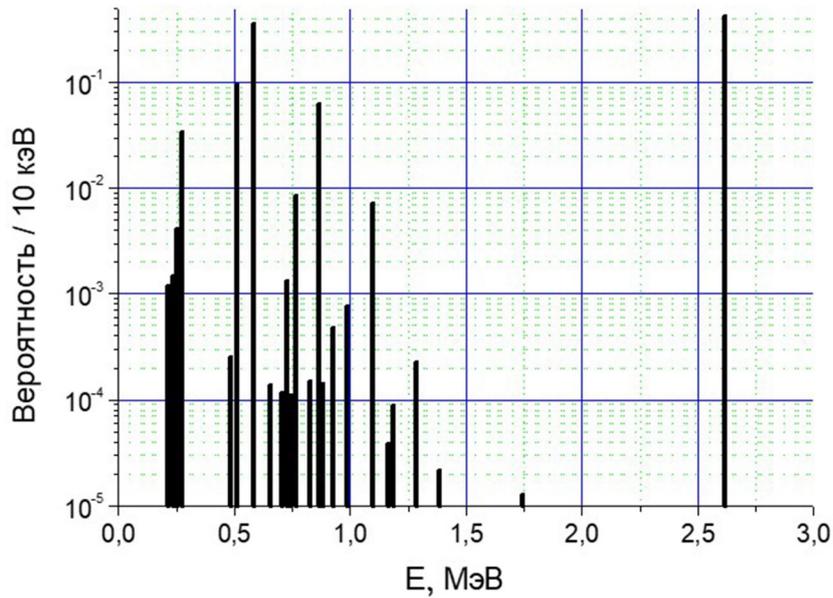


Рис. 4: Энергия гамма-квантов и их вероятность в распаде  $^{208}\text{Tl}$ .

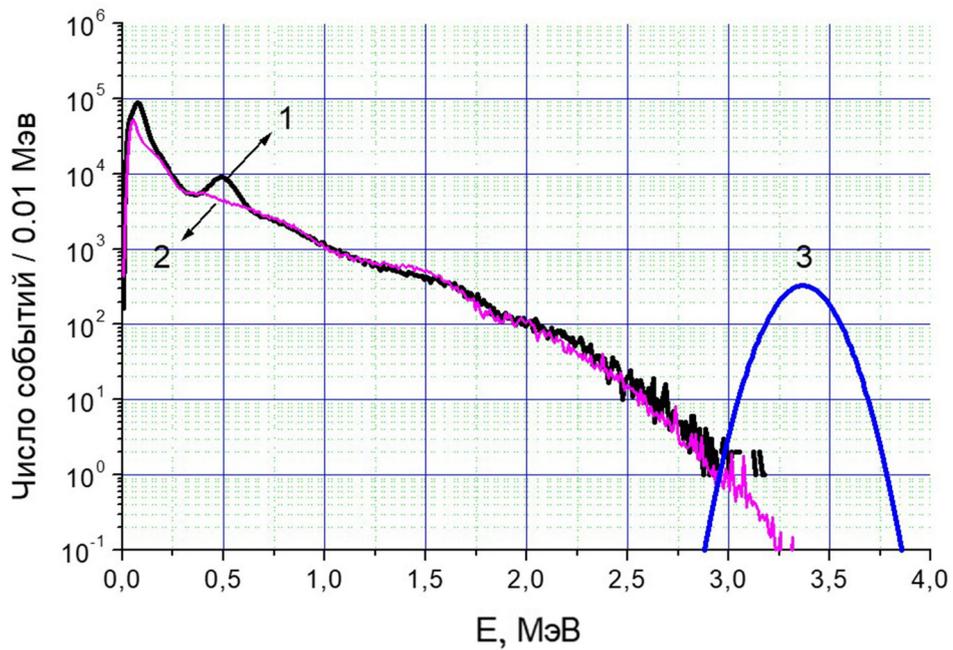


Рис. 5: 1 – измеренный спектр фона, 2 – расчет методом статистических испытаний для 7000 часов, 3 – область регистрации безнейтринного двойного бета-распада  $^{150}\text{Nd}$ .

отклонения от первоначального направления однозначно определяется энергией, а азимутальный угол выбирается случайно в соответствии с равномерным распределением.

При моделировании процесса бета-распада порог регистрации событий взят с учётом энергетического разрешения со средним значением 40 кэВ.

Расчётный спектр получен при активности  $^{238}\text{U}$ , равной  $230 \times 10^{-3}/\text{сек}/\text{кг}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , равной  $8.82 \times 10^{-3}/\text{сек}/\text{кг}$ . При расчете принимается, что все изотопы находятся в равновесии в своих группах с  $^{238}\text{U}$  или  $^{232}\text{Th}$ . Для сравнения с измеренным спектром, расчётный спектр приведен к 7000 часов. В качестве примера на рис. 3 и 4 представлены энергия и вероятность образования гамма-квантов в распадах изотопов  $^{214}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Tl}$ .

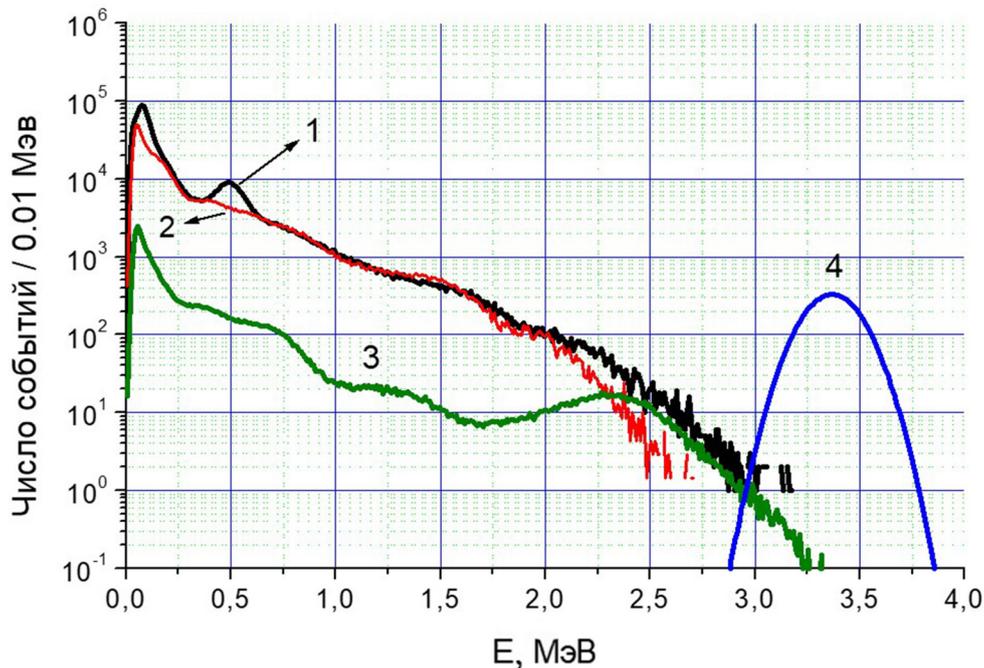


Рис. 6: 1 – измеренный спектр фона, 2 – спектр  $^{214}\text{Bi}$ , 3 – спектр  $^{208}\text{Tl}$ , 4 – область регистрации безнейтринного двойного бета-распада  $^{150}\text{Nd}$ .

*Результаты.* Сравнение измеренного и расчётного спектров представлено на рис. 5. В области от (0–1) МэВ вклад в энергетический спектр дают все изотопы, а в области (1–4) МэВ спектр формируется только двумя изотопами:  $^{214}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Tl}$ . На рис. 6 показан вклад  $^{214}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Tl}$  в расчётный спектр детектора, вклад от  $^{40}\text{K}$  не обнаружен.

В области 0.5 МэВ в измеренном спектре присутствует пик от неизвестного изотопа. Этот изотоп не может быть результатом гамма-распада элементов в оболочке детектора по причине малого размера детектора и малой атомной массы материала детектора. Возможно, что это локальный источник в сцинтилляторе с пиком полного поглощения.

Используя полученные вероятности фоновых событий в области регистрации двойного безнейтринного бета-распада  $T_{1/2}(0\nu)$  и экспериментального значения двойного бета-распада  $T_{1/2}(2\nu)$  из работы [17], можно оценить ожидаемую чувствительность к периоду полураспада безнейтринного двойного бета-распада. Для данного энергетического разрешения детектора имеем  $\approx 10^{24}$  лет.

*Заключение.* В работе выполнен количественный анализ вклада фона от естественных радиоактивных примесей (цепочки  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ ) в кварцевом корпусе прототипа сцинтилляционного детектора на основе жидкого сцинтиллятора, нагруженного неодимом. В рамках исследования было проведено моделирование методом Монте-Карло с использованием экспериментально рассчитанного энергетического разрешения детектора. В результате был количественно оценен вклад исследуемых источников фона в область интереса для поиска безнейтринного двойного бета-распада  $^{150}\text{Nd}$ . Полученные значения являются важными для оптимизации окончательного дизайна крупномасштабного детектора и разработки методов подавления фона. Получена оценка чувствительности эксперимента к периоду полураспада безнейтринного двойного бета-распада.

В настоящее время продолжается анализ низкоэнергетической области спектра фона детектора с целью дальнейшего улучшения его энергетического разрешения. Планируется выполнить дополнительные измерения, направленные на идентификацию природы источника, ответственного за наблюдаемый пик в области  $\sim 500$  кэВ.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, проект FZZR-2025-0006.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. Giuliani et al., [APPEC Committee], “Double Beta Decay APPEC Committee Report”, arXiv:1910.04688 (2019).
- [2] И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, А. В. Вересникова и др., Ядерная физика **82**(2), 100 (2019). DOI: 10.1134/S1063778819020029.
- [3] В. Д. Ашитков, А. С. Барабаш, В. Я. Брэднова и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **38**(10), 22 (2011). DOI: 10.3103/S1068335611100046.
- [4] В. Д. Ашитков, А. С. Барабаш, В. Я. Брэднова и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **40**(12), 49 (2013). DOI: 10.3103/S1068335613120063.
- [5] The GERDA collaboration, Physical Review Letters **125**(25), 252502 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.252502>.

- [6] The KamLAND-Zen collaboration, *Physical Review Letters* **130**(5), 051801 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.051801>.
- [7] The NEMO-3 SuperNEMO collaboration, *J. Phys. Conf. Ser.* **1342**(1), 012029 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1342/1/012029.
- [8] Simon J. M. Peeters, *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements* **237–238**, 98 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2013.04.066>.
- [9] The AMORE collaboration, *Physical Review Letters* **134**(8), 082501 (2025). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.082501>.
- [10] И. Р. Барабанов, А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **50**(11), 57 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623110027.
- [11] A. R. Amiraslanova, Z. A. Akhmatov, I. R. Barabanov, et al., *Physics of Atomic Nuclei* **87**(6), 784 (2024). DOI: 10.1134/S106377882470073X.
- [12] A. V. Veresnikova, Z. A. Akhmatov, V. I. Gurentsov, et al., *Physics of Atomic Nuclei* **89**, 2026 [in press].
- [13] A. V. Veresnikova, Y. M. Gavriilyuk, A. M. Gangapshev, et al., *Phys. Atom. Nuclei* **87**, 790 (2024). DOI: 10.1134/S1063778824700807.
- [14] B. Richard et al., *Table of Isotopes. Version 1.0. March 1996*.
- [15] Э. Сторм, Х. Исраэль, *Сечения взаимодействия гамма-излучения. Справочник. Перев. с англ.* (М., Атомиздат, 1973), 256 с.
- [16] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement. 4th ed.* (John Wiley & Sons, 2010).
- [17] NEMO 3 Col., *Phys. Rev. C* **80**, 032501(R) (2009).

Поступила в редакцию 7 декабря 2025 г.

После доработки 5 января 2026 г.

Принята к публикации 6 января 2026 г.