

Международная конференция Физика А. СПб  
23–27 октября 2023 г., Санкт-Петербург

## Измерение спектра электронных антинейтрино ядра $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$ при помощи полупроводниковых спектрометров

© А.В. Дербин, И.С. Драчнев, И.М. Котина, В.Н. Муратова, Н.В. Ниязова, Д.А. Семенов,  
М.В. Трушин, Е.В. Унжаков

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Национальный исследовательский центр  
„Курчатовский институт“, Гатчина, Ленинградская обл., Россия  
E-mail: niyazova\_nv@npri.nrci.ru

Поступило в Редакцию 12 мая 2023 г.

В окончательной редакции 12 мая 2023 г.

Принято к публикации 30 октября 2023 г.

Представлены результаты исследования  $\beta$ -спектров источника  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  с максимальной граничной энергией  $\beta$ -распада 2997 keV. Измерения спектра проводились с помощью двух типов спектрометров: в схеме мишень–детектор и в 4 $\pi$ -геометрии. Подгонка измеренных спектров производилась с учетом функции отклика спектрометра, определенной методом Монте-Карло. Определены параметры ядерного формфактора, необходимого для описания формы измеренного  $\beta$ -спектра  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$ , которые согласуются в пределах ошибок при измерениях на обоих спектрометрах. Вычислен спектр электронных антинейтрино при распаде  $^{144}\text{Pr}$  и получено наиболее точное на данный момент значение приведенного сечения реакции обратного  $\beta$ -распада, которое составляет  $(0.47091 \pm 0.00003_{\text{stat}} + 0.00022_{\text{syst}}) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$  на один распад ядра  $^{144}\text{Pr}$ .

**Ключевые слова:**  $\beta$ -распад,  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$ , нейтрино.

DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56860.65A

Искусственный источник электронных антинейтрино  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  является одним из самых перспективных для экспериментов по поиску осцилляций нейтрино в стерильное состояние на коротких расстояниях. Данный источник планировалось использовать в экспериментах Bogexino SOX [1] и CeLAND [2], однако эксперименты не были проведены по причинам, связанным не только с техническими проблемами. Источник  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  остается наиболее привлекательным для будущих экспериментов, а точное знание формы  $\beta$ -спектров  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  является необходимым условием достижения высокой чувствительности к осцилляционным параметрам. В настоящей работе для измерения  $\beta$ -спектров использовались полупроводниковые кремниевые детекторы. Кроме классической схемы  $\beta$ -спектрометра мишень–детектор нами был разработан 4 $\pi$ -спектрометр, состоящий из двух детекторов. Прецизионное моделирование геометрии установок позволило надежно воспроизвести функции отклика используемых спектрометров.

Первый спектрометр, выполненный по схеме мишень–детектор, состоял из полупроводникового Si(Li)-детектора толщиной 10.2 mm с диаметром чувствительной области 20 mm (рис. 1, a). Толщина нечувствительного слоя диффузного лития с тыльной стороны детектора составила 0.42 mm [3,4]. Детектор с такими параметрами обеспечивал полное поглощение электронов  $\beta$ -распада  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  с энергиями до 3 MeV. Детектор был установлен в оправку с вольфрамовым коллиматором диаметром 12 mm. Источник  $^{144}\text{Ce}$  наносился на лавсановую подложку толщиной 50  $\mu\text{m}$

в виде высушенной капли коллоидного раствора, после чего подложка размещалась над поверхностью детектора на расстоянии 8.9 mm. Вся конструкция помещалась в вакуумный криостат и охлаждалась до температуры жидкого азота. Энергетическая калибровка спектрометра проводилась при помощи источника  $^{207}\text{Bi}$ . Небольшая примесная  $\alpha$ -активность  $^{241}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Cm}$ -источника использовалась для нахождения распределения толщины мишени, среднее значение которой составило 1  $\mu\text{m}$ . Дополнительно в установку был подключен сцинтилляционный BGO-детектор массой 2.5 kg, который позволял проводить анализ время-амплитудных совпадений для выделения спектра разрешенного перехода  $^{144}\text{Pr}(0^-) \rightarrow ^{144}\text{Nd}(1^-)$ .

Второй спектрометр состоял из двух Si(Li)-детекторов с толщиной чувствительной области более 8.5 mm, которая также превышает длину пробега электронов с энергией 3 MeV (рис. 1, b). Диаметры чувствительной области детекторов составили 20 и 18 mm. Для обоих детекторов были проверены их характеристики и проведена калибровка при помощи источника  $^{207}\text{Bi}$ . Энергетическое разрешение детекторов составило 2 keV. Толщина нечувствительной области детекторов, состоящей из напыленного слоя палладия и золота и поверхностного слоя кремния, составила 500 nm кремниевого эквивалента, с тыльной стороны диффузного литиевого контакта 0.4 mm [4]. В одном из детекторов была вышлифована лунка диаметром 5 mm и глубиной 1 mm, куда наносился исследуемый источник  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  в виде высушенной капли. Сверху без какого-либо промежутка

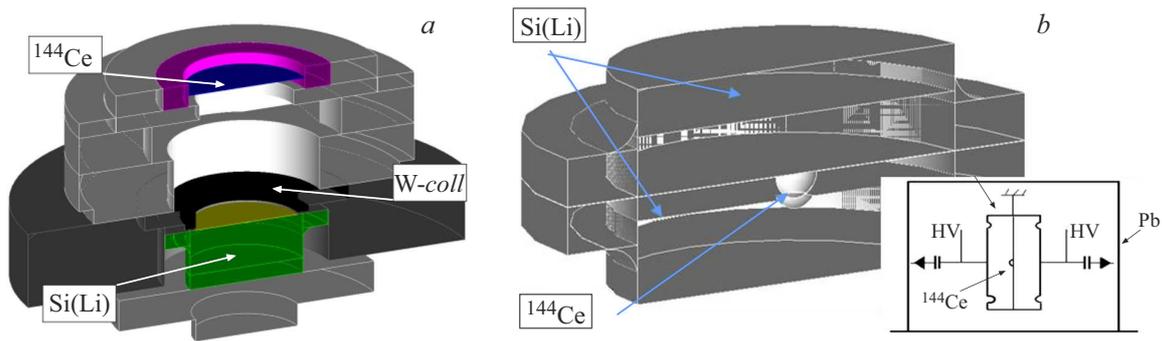


Рис. 1. *a* — схематическое изображение спектрометра в геометрии мишень–детектор; *b* — схематическое изображение спектрометра в  $4\pi$ -геометрии.

накладывался второй детектор, и на общий  $n^+$ -контакт подавалось напряжение смещения.

Спектрометры были оборудованы зарядочувствительными предусилителями с полевыми транзисторами, которые располагались рядом с детекторами внутри криостата и охлаждались до температуры жидкого азота. Сигналы подавались на оцифровщик CAEN v1725 и оцифровывались с частотой дискретизации 250 МГц.

На установке первого типа было накоплено и отобрано 2024 часовых серии, которые были разделены на две равные части. Разность первой и второй частей данных позволяла значительно сократить вклад фоновых распадов, которые составляли значительную часть измеренного спектра из-за большого возраста источника  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$ . Спектр первой части подгонялся суммой спектра для второй части,  $\beta$ -спектров  $^{144}\text{Ce}$  и  $^{144}\text{Pr}$  и фоновых компонент.

$\beta$ -спектр описывается следующим образом:

$$S(W) = F(Z, W)C(W)PW(W - W_0)^2,$$

где  $P$  и  $T$  — импульс и кинетическая энергия электрона,  $W = T/mc^2 + 1$  — полная энергия электрона,  $F(Z, W)$  — функция Ферми, описывающая электромагнитное взаимодействие электрона с атомом. Были учтены различные поправки к функции Ферми, среди которых основной вклад вносят радиационные поправки, поправки на конечность размера и поправки на слабый магнетизм. Ядерный формфактор  $C(W)$  является искомой функцией для определения формы  $\beta$ -спектра запрещенного перехода. Формфактор параметризовался в виде

$$C(W) = 1 + C_1W + C_2W^{-1},$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — свободные параметры.

Измеренный спектр представляет собой свертку теоретического  $\beta$ -спектра и функции отклика детектора  $R(E, W)$  на электрон с энергией  $W$  ( $E$  — регистрируемая энергия). Функция детектора моделировалась при помощи метода Монте-Карло (пакет GEANT4.10.6). В симуляции полностью воспроизводилась геометрия установки с учетом толщин нечувствительных слоев

детекторов и распределения толщины мишени. Основная фоновая компонента была связана с активностью изотопа  $^{154}\text{Eu}$ , спектр которого также был симулирован методом Монте-Карло.

Измеренный спектр подгонялся методом максимального правдоподобия с использованием функции  $\chi^2$  (рис. 2). Для установки в схеме мишень–детектор было получено следующее выражение для функции формфактора:

$$C(W) = 1 + (-0.023 \pm 0.005)W + (-0.17 \pm 0.09)W^{-1}. \quad (1)$$

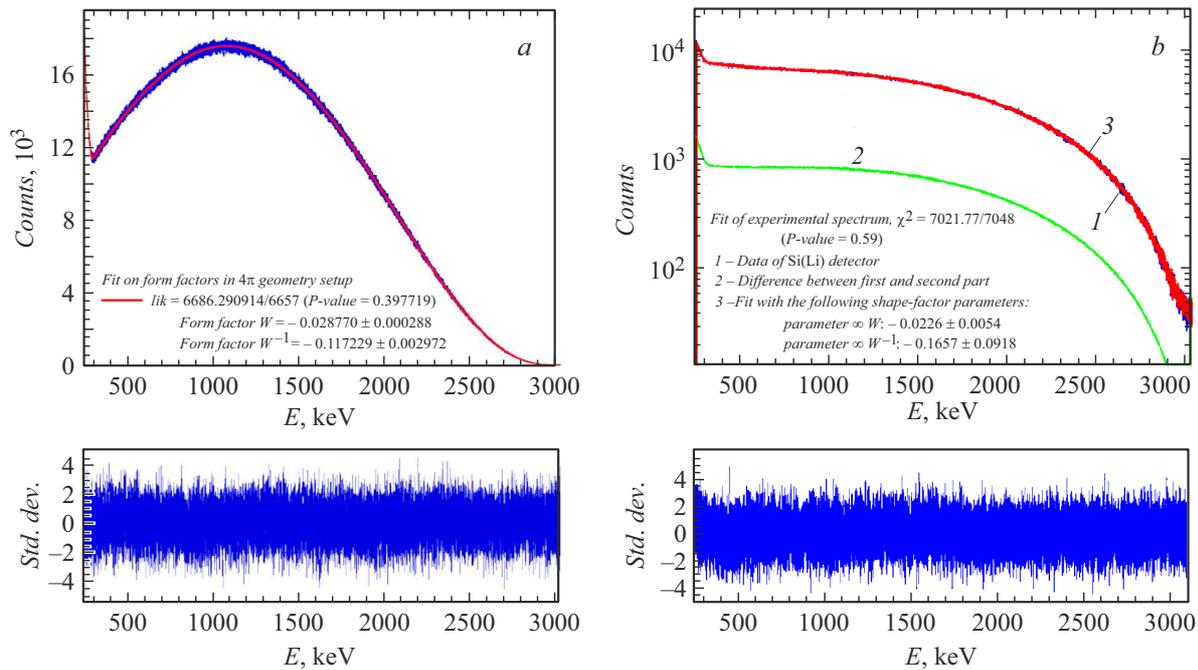
Кроме того, была выполнена подгонка спектра разрешенного перехода, которая показала хорошее согласие между моделью и экспериментом. Точность определения параметров  $C_1$  и  $C_2$  ограничена низкой активностью источника и неопределенностью функции отклика детектора, связанной с обратным рассеянием электронов от поверхности кристалла.

Преимущество спектрометра с  $4\pi$ -геометрией заключается в том, что функция отклика для каждой энергии электрона близка к  $\delta$ -функции, так как выбранная геометрия позволяет измерить энергию отраженных электронов. Отличие функции отклика от гауссовой связано с прохождением электронами нечувствительной области детектора, что учитывалось введением дополнительного экспоненциального „хвоста“, интенсивность и форма которого зависели от двух дополнительных параметров. В результате подгонки получены следующие значения параметров функции формфактора:

$$C(W) = 1 + (-0.0288 \pm 0.0003)W + (-0.117 \pm 0.003)W^{-1}. \quad (2)$$

При сравнении полученных результатов (1) и (2) видно, что они согласуются друг с другом в пределах ошибок. Более того, найденные значения  $C_1$  и  $C_2$  согласуются с результатами, полученными в работах [5–7], но при этом имеют лучшую точность.

Спектр нейтрино рассчитывается из измеренного  $\beta$ -спектра с учетом сохранения энергии в процессе распада. Для осцилляционных экспериментов важно знать



**Рис. 2.** *a* —  $\beta$ -спектр  $^{144}\text{Pr}$ , измеренный спектрометром в  $4\pi$ -геометрии; *b* —  $\beta$ -спектр  $^{144}\text{Pr}$ , измеренный спектрометром в схеме мишень–детектор (зеленым обозначен спектр разности двух частей экспозиции). Внизу представлена разница между подгоночной функцией и измеренными спектрами в единицах стандартного отклонения. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

форму и часть спектра нейтрино выше порога реакции обратного  $\beta$ -распада на водороде 1.8 MeV. Основной вклад в спектр выше порога вносят нейтрино от двух наиболее вероятных мод распада  $^{144}\text{Pr}$ : переход на основное состояние ядра  $^{144}\text{Nd}$  с вероятностью 97.9% и граничной энергией  $Q = 2997.5$  keV и уникальный запрещенный переход первого рода на уровень  $2^+$  ядра  $^{144}\text{Nd}$  (1.04%,  $Q = 2301$  keV). Доля спектра нейтрино с энергией выше 1.8 MeV составляет  $0.50467 \pm 0.00003$ . Рассматривая зависимость сечения обратного  $\beta$ -распада от энергии нейтрино, можно оценить приведенное эффективное сечение для источника  $^{144}\text{Pr}$ , которое составило  $(0.47091 \pm 0.00003_{stat} + 0.00022_{syst}) \cdot 10^{-43}$  cm<sup>2</sup> на один распад ядра  $^{144}\text{Pr}$ . Точность полученного значения (0.05%), связанная с неопределенностью формы спектра нейтрино, оказывается на порядок лучше точности определения активности источника  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  с применением калориметрии (0.4%) в эксперименте Vorexino SOX [8].

Таким образом в настоящей работе с помощью двух типов спектрометров были проведены измерения и анализ спектров  $\beta$ -источника  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$ . Определены значения параметров для функции формфактора ядерного перехода  $^{144}\text{Pr}$  на основное состояние  $^{144}\text{Nd}$ :

$$C(W) = 1 + (-0.0288 \pm 0.0003)W + (-0.117 \pm 0.003)W^{-1}.$$

Получен спектр электронных антинейтрино и вычислено приведенное сечение реакции обратного  $\beta$ -распада для источника  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$ , которое составляет  $(0.47091 \pm 0.00003_{stat} + 0.00022_{syst}) \cdot 10^{-43}$  cm<sup>2</sup> на один распад ядра  $^{144}\text{Pr}$ .

## Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 21-12-00063).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] G. Bellini, D. Bick, G. Bonfini et al., J. High Energy Phys., **2013**, 38 (2013). DOI: 10.1007/JHEP08(2013)038
- [2] A. Gando, Y. Gando, S. Hayashida et al., arXiv:1312.0896 (2013). DOI: 10.48550/arXiv.1312.0896
- [3] S.V. Bakhlanov, A.V. Derbin, I.S. Drachnev, I.S. Lomskaya, I.M. Kotina, V.N. Muratova, N.V. Niyazova, M.V. Trushin, E.A. Chmel', Phys. Atom. Nucl., **85** (6), 936 (2022). DOI: 10.1134/S1063778823010064
- [4] I.E. Alekseev, S.V. Bakhlanov, N.V. Bazlov, E.A. Chmel, A.V. Derbin, I.S. Drachnev, I.M. Kotina, M.S. Mikulich, V.N. Muratova, N.V. Niyazova, D.A. Semonov, M.V. Trushin, E.V. Unzhakov, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **1051**, 168242 (2023). DOI: 10.1016/j.nima.2023.168242
- [5] M.J. Laubitz, Proc. Phys. Soc. A., **69** (11), 789 (1956). DOI: 10.1088/0370-1298/69/11/301
- [6] T. Nagarajan, M. Ravindranath, R.K. Venkata Reddy, Nuovo Cimento A, **3** (3), 699 (1971). DOI: 10.1007/BF02813571
- [7] H. Daniel, G.T. Kaschl, Nucl. Phys., **76** (1), 97 (1966). DOI: 10.1016/0029-5582(66)90961-8
- [8] K. Altenmüller, M. Agostini, S. Appel et al., Phys. Atom. Nucl., **79** (11-12), 1481 (2016). DOI: 10.1134/S106377881610001X