Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 8, с. 531 – 536

Поиск нейтрино с массой (0.01–1.0) МэВ в бета-распадах ядер ^{144}Ce–^{144}Pr

А. В. Дербин[1], И. С. Драчнев, И. С. Ломская, В. Н. Муратова, Н. В. Пилипенко, Д. А. Семенов, Л. М. Тукхонен, Е. В. Унжаков, А. Х. Хусаинов

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 31 августа 2018 г.
После переработки 10 сентября 2018 г.

Измерены спектры электронов, возникающих при бета-распадах ядер ^{144}Ce–^{144}Pr. Спектры проанализированы с целью поиска вклада от тяжелого нейтрино. Для нейтрино с массой $m_{\nu H}$ в интервале (150–350) кэВ установлены новые верхние ограничения на параметр смешивания на уровне $|U_{eH}|^2 \leq (2-5)\times 10^{-3}$ для 90 % у.д.

DOI: 10.1134/S0370274X18200018

1. Введение. Открытие осцилляций солнечных и атмосферных нейтрино означает, что по крайней мере два из трех массовых состояний нейтрино отличны от нуля. Определенные значения осцилляционных параметров [1] совместно с ограничениями на сумму масс легких нейтрино, полученными из данных космического телескопа "Планк" [2] ограничивают наиболее тяжелое массовое состояние ν_i трех известных типов нейтрино $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ величиной 70 мэВ.

Измеренная ширина распада Z-бозона свидетельствует, что более тяжелые массовые состояния нейтрино, если они существуют, должны быть связаны со стерильным нейтрино. Простейший механизм образования массы как раз обеспечивается существованием правых, стерильных по слабому взаимодействию нейтрино. Такие нейтрино могут быть смешаны с тремя активными типами нейтрино. Эффект смешивания приводит к осцилляциям нейтрино, может проявляться в процессах рождения активных нейтрино и приводить к распадам стерильных нейтрино на частицы Стандартной Модели (СМ) [3, 4].

Стерильные нейтрино, в том или ином виде, появляются во многих расширениях СМ, они являются хорошо мотивированными кандидатами на роль частиц темной материи. Хотя поиск стерильных нейтрино проводится на протяжении многих лет, убедительных результатов их существования до сих пор не получено [3, 4].

Для нейтрино с массой в интервале от 10 эВ до 2 МэВ наиболее строгие ограничения на параметр смешивания тяжелого нейтрино $|U_{eH}|^2$ получены из изучения бета-спектров ядер ^{3}H [5–7], ^{63}Ni [8], ^{35}S [9], ^{45}Ca [10], ^{64}Cu [11], и значений ft для свехразрешенных фермиевских бета-переходов в ядрах ^{35}S, ^{19}F, ^{19}Ne [12], ^{14}O [13] и ^{20}F [14].

Поиски распадов тяжелого нейтрино $\nu_H \to \nu_L + e^+ + e^-$, выполненные с реакторными [15, 16] и ^{8}B-солнечными нейтрино [17], позволили установить наиболее строгие ограничения на параметр смешивания $|U_{eH}|^2$ для нейтрино с массами в интервале (2–10) МэВ. Для бóльших значений масс $m_{\nu H}$ пределы на $|U_{eH}|^2$ получены из изучения распадов пионов и каонов [18].

Данная работа посвящена поиску проявлений массивного нейтрино в измеренных спектрах электронов, возникающих при распадах ядер ^{144}Ce–^{144}Pr. Источник электронных антинейтрино ^{144}Ce–^{144}Pr является одним из наиболее подходящих для изучения осцилляций нейтрино в стерильное состояние с массой около 1 эВ. Мы решили проверить возможность излучения в данных бета-переходах тяжелых стерильных нейтрино с массой от 1 кэВ до 3 МэВ. Диапазон возможных исследуемых масс нейтрино определяется разрешением используемого спектрометра [19, 20] и граничной энергией бета-распада ядра ^{144}Pr.

2. Схема распадов ^{144}Ce $\to$ ^{144}Pr $\to$ ^{144}Nd. Схемы распадов ядер ^{144}Ce–^{144}Pr показаны на рис. 1. Граничная энергия бета-переходов в ядрах ^{144}Ce и ^{144}Pr составляет 319 и 2998 кэВ соответственно. При анализе спектров учитывались 6 наиболее интенсивных бета переходов на возбужденные состояния дочерних ядер с вероятностями, приведенными в [21].

[1] e-mail: derbin_av@pnpi.nrcki.ru

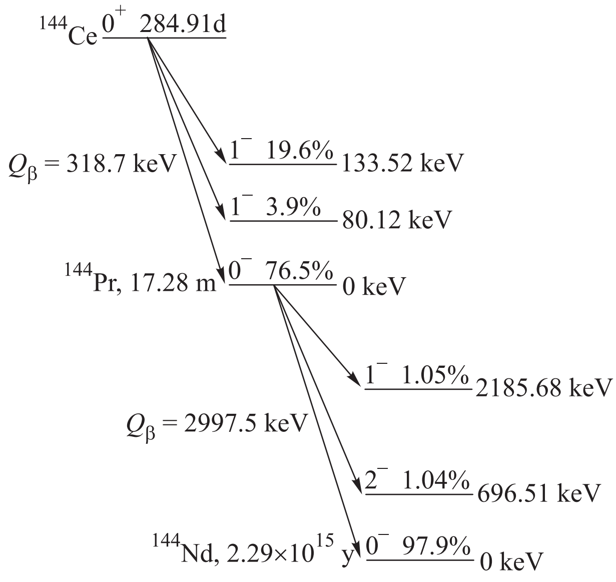

Рис. 1. Схема распадов ^{144}Ce $\to$ ^{144}Pr $\to$ ^{144}Nd

Вероятности переходов на другие вобужденные уровни ядер ^{144}Pr и ^{144}Nd не превышают 0.0014 %.

Ядро ^{144}Ce испытывает три неуникальных запрещенных бета-перехода первого порядка на основное и возбужденные уровни ^{144}Pr. Распады ^{144}Pr на основное и первое возбужденное состояние ядра ^{144}Nd соответствуют неуникальному и уникальному запрещенным переходам первого порядка, соответственно. Распад на уровень (1^-) с энергией 2185 кэВ является разрешенным переходом.

В зависимости от значения $m_{\nu H}$ в измеренном спектре должны наблюдаться до 6 особенностей, связанных с испусканием массивного нейтрино. Как следует из схемы распада, если масса тяжелого нейтрино $m_{\nu H}$ меньше, чем $Q_\beta(^{144}\text{Ce})\text{-E}(1^-)(^{144}\text{Pr}) \approx$ ≈ 185 кэВ в спектре будет 6 особенностей, отстоящих от граничных энергий бета-спектров на величину $m_{\nu H}$. Данное обстоятельство, конечно, увеличивает чувствительность эксперимента.

3. Экспериментальная установка. Для измерения спектра электронов использовался Si(Li)-детектор, изготовленный в НИЦ КИ ПИЯФ (Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Петербургский институт ядерной физики им. Константинова). Si(Li)-детектор имел чувствительную область диаметром 15.1 мм и толщиной 6.5 мм. Такие размеры обеспечивают эффективное полное поглощение электронов вплоть до энергии 3 МэВ. Отрицательное напряжение смещения 1 кВ подавалось непосредственно на золотое покрытие детектора. Энергетическое разрешение, определенное по гамма-линии ^{241}Am с энергией 59.6 кэВ составило 900 эВ ($\sigma = 380$ эВ).

Поскольку спектрометр ориентирован на измерение бета спектра ядра ^{144}Pr в широком энергетическом интервале (0–3) МэВ, Si(Li) детектор был оборудован двумя спектрометрическими каналами, состоящими из усилителей БУИ-3К с постоянной времени формирования 2 мкс, и схемой отбора наложений с разрешающим временем 300 нс, и 14-ти разрядных АЦП (16000 каналов). Спектрометрические каналы были настроены на энергетические интервалы (0.01–0.5) МэВ и (0.05–6.0) МэВ, соответственно. Выбор верхней границы 6 МэВ позволяет регистрировать возможную альфа-активность исследуемого образца. Перед началом измерений основные характеристики Si(Li)-детектора (энергетическое разрешение для электронов, толщина нечувствительного слоя) были определены при измерениях с источником конверсионных и Ожэ-электронов, рентгеновских и гамма-квантов ^{207}Bi [19, 20].

Установка позволяла, дополнительно к Si(Li) детектору полного поглощения, устанавливать второй кремниевый тонкий детектор для отбора совпадающих и антисовпадающих событий. Такой отбор позволяет выделить фон, связанный с рентгеновской- и гамма-активностями мишени. Пролетный детектор квадратной формы 24×24 мм^2 имел толщину 0.3 мм. Такая пластина поглощает более 90 % фотонов с энергией менее 10 кэВ и пропускает более 90 % фотонов с энергией выше 30 кэВ. Энергетическое разрешение охлажденного детектора составило 3.3 кэВ (σ), что определяется емкостью детектора, которая равняется 105 пф при напряжении смещения 100 вольт.

Спектрометрический канал тонкого пролетного детектора содержал усилитель БУИ-3К и 12-ти разрядный АЦП на 4000 каналов в стандарте КАМАК. Схема совпадений была организована на уровне сигналов запрета на преобразование внутри АЦП. Специально разработанное программное обеспечение позволяет проводить накопление двух спектров Si(Li)-детектора по 16000 каналов и спектр Si пролетного детектора длиной 4000 каналов. Поскольку Si(Li) детектор имеет высокое энергетическое разрешение, измерения проводились в два этапа – отдельно измерялся суммарный спектр только с Si(Li) детектором полного поглощения, затем из полного спектра выделялась часть, связанная с регистрацией гамма-квантов и определенная при измерениях с тонким детектором.

Мишень ^{144}Ce–^{144}Pr диаметром 14 мм с поверхностной плотностью от 0.1 мг/см^2 располагалась внутри вакуумного криостата на расстоянии 14 мм от поверхности Si(Li)-детектора, обеспечивая скорость счета 600 имп/с. Энергетическая градуировка детекторов проводилась с использованием источников ^{241}Am и ^{57}Co, контроль стабильности во время измерений осуществлялся с использованием рентгеновских и гамма-пиков и пиков конверсионных электронов, возникающих при распадах ядер ^{144}Ce–^{144}Pr.

Для уменьшения фона, связанного с внешней гамма-активностью, криостат был окружен пассивной защитой, которая состояла из слоя меди (10 мм) и железа (50 мм). Защита обеспечивала снижение уровня фона Si(Li)-детектора в 7 раз, до уровня 0.26 имп/с выше порога 50 кэВ.

4. Полученные результаты. Измерения проводились сериями длительностью 1 ч, что позволяет надежно контролировать временную стабильность установки. Спектры Si(Li)-детектора для двух энергетических интервалов, накопленные за 364 ч, показаны на рис. 2. На спектре *1* рис. 2 хорошо видны пики характеристического рентгеновского излучения празиодима ($K_{\alpha 1} = 36.03$ кэВ, $K_{\alpha 1} = 35.55$ кэВ и $K_\beta = 40.75$ кэВ) и конверсионных электронов с K-, L- и M-оболочек, возникающих при разрядке уровней ядра ^{144}Pr с энергией 133.52 и 80.12 кэВ (рис. 1). Разрешение электронного пика с энергией 91 кэВ составило 2.0 кэВ, его положение относительно ожидаемого значения $133.52 - E_b(K) = 91.53$ кэВ оказывается смещенным влево на 770 эВ, что соответствует потерям энергии в слое кремния толщиной 5000 Å. Таким образом, разработанный спектрометр обладает необходимыми характеристиками для поиска характерных особенностей в бета-спектре, связанных с излучением нейтрино с массой вплоть до нескольких кэВ. Общее число зарегистрированных распадов ^{144}Ce–^{144}Pr составило $7.8 \cdot 10^8$.

Измеренный в эксперименте спектр $S(E_i)$ представляет собой свертку действительной формы бета-спектра $B(E_k, E_0)$ с функцией отклика детектора $R(E_i, E_k)$, которая определяет вероятность электрону с энергией E_i дать сигнал с энергией E_k:

$$S(E_i) \sim \sum_{k=i}^{i_0} B(E_k, E_0) R(E_k, E_i). \quad (1)$$

При расчетах ожидаемой формы бета-спектра $B(E_k, E_0)$ учитывались 6 упомянутых выше бета-переходов в ядрах ^{144}Ce и ^{144}Pr. Для всех переходов были вычислены поправки, учитывающие взаимодействие электрона с ядром и атомной оболочкой, в соответствии с работой [22]. Отметим, что одной из

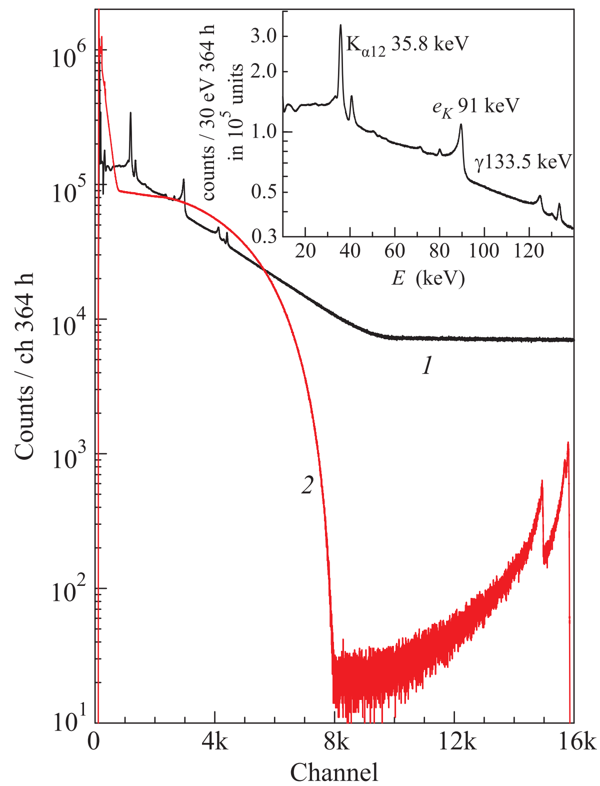

Рис. 2. (Цветной онлайн) Энергетические спектры Si(Li)-детектора, измеренные за 364 ч. *1* – спектр АЦП1 в области (0.01–0.5) МэВ; *2* – спектр АЦП2 в области (0.05–6.0) МэВ. На вставке показана ответная функция детектора к рентгеновским квантам и конверсионным электронам, воникающим при разрядке уровня с энергией 133.5 кэВ. На вставке показан интервал масс $m_\nu H$, который исследовался в настоящей работе

конечных целей работы по измерению бета-спектров ^{144}Ce и ^{144}Pr является нахождение так называемого *shape*-фактора $H(W)$ для перехода ^{144}Pr, $0^- \to$ $\to$ ^{144}Nd, 0^+, который используется для вычисления спектра электронных антинейтрино и представляет собой эмпирическую поправку в виде, зависящем от полной энергии электрона $W = E + m_e$ (например, $H(W) = 1 + AW + B/W + ...$).

Функция отклика $R(E_k, E_i)$ выглядит как гауссов пик с дисперсией σ^2, соответствующий полному поглощению электрона в чувствительном объеме детектора, и низкоэнергетическая часть ("хвост"), связанная, в основном, с обратным рассеянием электронов от поверхности Si-кристалла. Точный вид функции отклика зависит от конкретной геометрии эксперимента. В нашем случае он был определен с помощью метода Монте-Карло, реализованном в пакете Geant 4. Расчеты показывают, что вероятность зарегистрировать сигнал в гауссовом пике линейно увеличивается от 20 % при энергии электронов 3 МэВ до 40 % при энергии 0.5 МэВ, при этом форма "хвоста" практически не зависит от энергии. Таким образом, при энергиях, близких к граничной энергии бета-спектра, в измеренном спектре доминирует вклад гауссова пика. Вклады от гауссова пика и "хвоста" функции отклика в спектр сравниваются при энергии ~ 1.5 МэВ, при энергии электронов 0.5 МэВ вклад от "хвоста" почти в 3 раза больше. По этой причине в настоящей работе был произведен поиск нейтрино, излучаемого в бета-распаде ядра ^{144}Pr, с массой до 1 МэВ, пока вклад "хвоста" в измеренный спектр не является определяющим. Прецизионный вид функции отклика будет определен при измерении спектра электронов разрешенного бета-перехода ^{144}Pr на возбужденный уровень 2186 кэВ (1^-) ядра ^{144}Nd с дополнительным NaI детектором, регистрирующем гамма-кванты (рис. 1).

Число отсчетов в канале анализатора при энергии E_i определяется вероятностью зарегистрировать полную энергию электрона (гауссов пик) при этой энергии и вкладом от "хвостов" всех событий с большей энергией. Выражение (1) может быть аппроксимировано как:

$$S(E_i) \sim B(E_i)(1+a_0E_i)+\sum_{j=1}^{n} a_j \sum_{k=i}^{i_0} B(E_k)f_j(E_k), \quad (2)$$

где $f_j(E_k)$ – функции по степеням E_k, которые определяются конкретной формой низкоэнергетической части функции отклика. Оказалось, что форма измеренного спектра хорошо описывается при использовании всего двух свободных параметров a_1 и a_2 и полинома второй степени по энергии в выражении (2). Таким образом, при подгонке измеренного спектра варьировалось 4 параметра, включая общий нормировочный коэффициент.

Линейная зависимость доли гауссова пика от энергии электрона, наблюдаемая при энергиях электронов более 0.5 МэВ, существенно осложняет нахождение параметров *shape*-фактора $H(W)$, которое становится возможным лишь при прецизионном определении функции отклика детектора. Однако для поиска дополнительного вклада в спектр в случае излучения массивного нейтрино, который имеет характерную особенность при конкретной энергии, данная процедура подгонки может быть использована.

В случае смешивания нейтрино, когда токовое состояние $\nu_l(l = e, \mu, \tau, s, .?)$ есть суперпозиция массовых состояний $\nu_i(i = 1, ..., N)$, которая определяется матрицей смешивания U_{li}, спектр электронов в бета-распаде будет представлять сумму N некогерентных каналов, каждый с граничной энергией $(E_0 - m_i)$ и интенсивностью $|U_{ei}|^2$ [23]. Суммарный спектр будет иметь особенности, положение которых определяется значением $(E_0 - m_i)$, а величина отклонения – параметрами смешивания $|U_{ei}|^2$. Для случая испускания тяжелого нейтрино с $m_{\nu H} \gg m_{1,2,3}$ результирующий спектр

$$S(E_k) = (1-|U_{eH}|^2)B(E_k, 0)+|U_{eH}|^2 B(E_k, m_{\nu H}) \quad (3)$$

является суммой двух бета-спектров с граничной энергией E_0 и массами нейтрино $m \simeq 0$ и $m = m_{\nu H}$ кэВ.

Результаты фита бета-спектра ^{144}Pr в интервале (2.0–3.0) МэВ для $|U_{eH}|^2 = 0$ показаны на рис. 3. Общее число степеней свободы в интервале составляет 2675, использование выражения (2) обеспечивает преемлемое значение $\chi^2 = 2764.5/2675 = 1.033$. На вставке сплошная кривая показывает дополнительный вклад в спектр для $m_{\nu H} = 235$ кэВ и $|U_{eH}|^2 =$

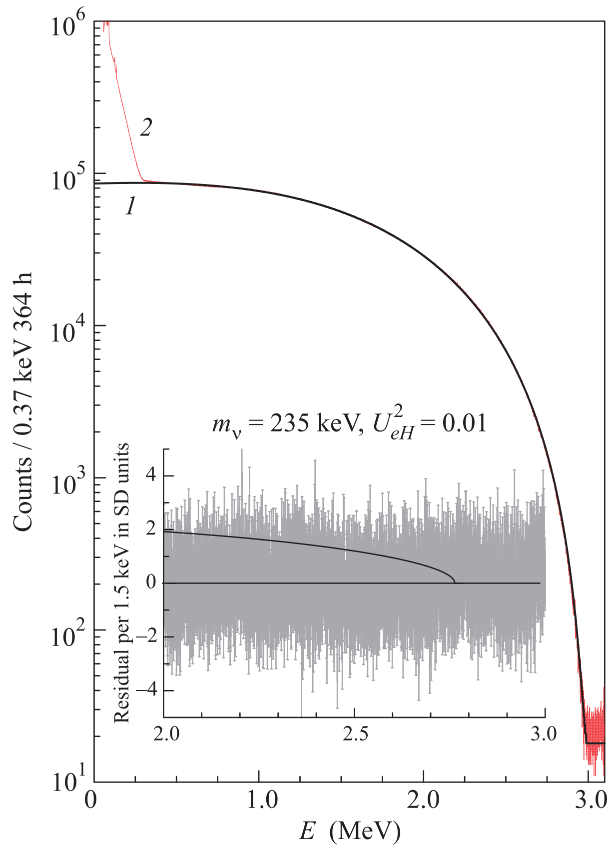

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результат подгонки (*1*) бета-спектра ^{144}Ce–^{144}Pr (*2*). На вставке приведена разница измеренного и теоретического спектров и дополнительный вклад в спектр в случае излучения нейтрино с массой 235 кэВ с вероятностью 1 %.

0.01, приведенный в единицах стандартного отклонения (SD) для числа событий в канале шириной 1.5 кэВ (4 канала АЦП2).

Для различных масс нейтрино $m_{\nu H}$ с шагом ≈ 50 кэВ определялись возможные значения вероятности излучения $|U_{eH}|^2$ путем поиска минимума χ^2. Максимальное отклонение $|U_{eH}|^2$ от 0 в интервале (0.01–1.0) МэВ не превышало 3σ. Верхние пределы на значения $|U_{eH}|^2$ определялись стандартным образом из профиля зависимости $\chi^2(|U_{eH}|^2)$. Полученные ограничения показаны на рис. 4 в сравнении с результатами других экспериментов. Можно видеть, что верхние пределы на параметр смешивания $|U_{eH}|^2$ для нейтрино с массой в интервале (150–350) кэВ являются наиболее строгими. Достигнутая чувствительность к $|U_{eH}|^2$ может быть увеличена в несколько раз после прецизионного измерения функции отклика и при использовании спектрометра с 4π-геометрией, в котором функция отклика для монохроматических электронов практически совпадает с гауссовой функцией [24].

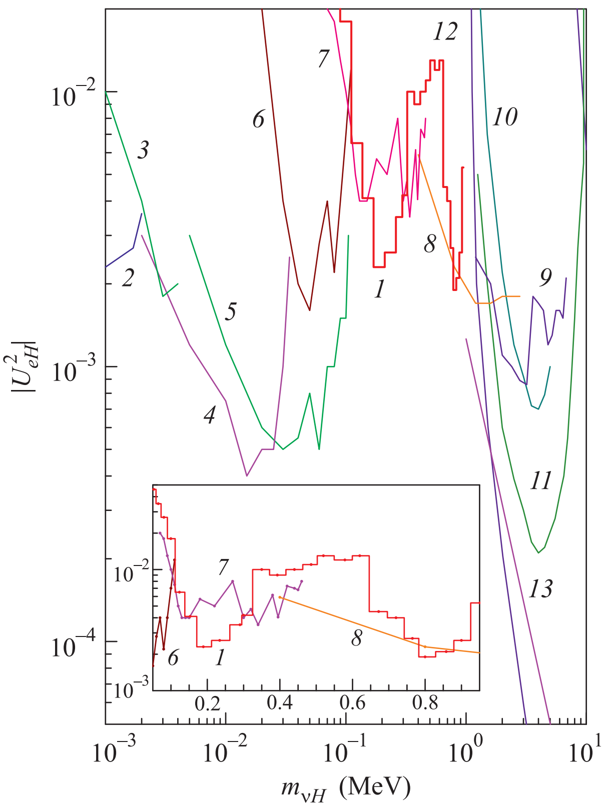

Рис. 4. (Цветной онлайн) Верхние пределы на параметр смешивания $|U_{eH}|^2$: *1* – настоящая работа, *2* – ^{3}H [5], *3* – ^{3}H [7], *4* – ^{63}Ni [8], *5* – ^{35}S [9], *6* – ^{45}Ca [10], *7* – ^{64}Cu [11], *8*, *9* – ^{20}F [12–14], *10*, *11* – распад $\nu_H \to e^+e^-\nu_L$ реакторных нейтрино [15, 16], *12* – распад солнечных ^{8}B-нейтрино [17], *13* – распады π- и K-мезонов [18]

5. Заключение. Спектрометр, состоящий из Si(Li)-детектора полного поглощения и пролетного Si-детектора, использовался для прецизионного измерения спектра электронов, возникающих при бета-распадах ядер ^{144}Ce–^{144}Pr. Измеренный в течении 364 ч бета-спектр проанализирован с целью поиска вклада от тяжелого нейтрино с массой от 10 кэВ до 1 МэВ. Для нейтрино с массой в интервале (150–350) кэВ установлены новые верхние ограничения на параметр смешивания на уровне $|U_{eH}|^2 \le 2 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3}$ для 90 % уровня достоверности.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 17-12-01009.

1. M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 100001 (2018).
2. P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al (Collaboration), Planck 2015 results-XIII. Cosmological parameters. *AA* **594**, A13 (2016).
3. K. N. Abazajian, M. A. Acero, S. K. Agarwalla et al. (Collaboration), Light Sterile Neutrinos: A White Paper, arXiv:1204.5379v1 (2012).
4. R. Adhikari, M. Agostini, N. Anh Ky et al. (Collaboration), A White Paper on keV Sterile Neutrino Dark Matter, arXiv:1602.04816v2 (2017).
5. J. N. Abdurashitov, A. I. Belesev, V. G. Chernov et al. (Collaboration), Pis'ma v ZhETF **105**(12), 723 (2017) JETP Lett. **105**(12), 753 (2017)].
6. A. I. Belesev, A. I. Berlev, E. V. Geraskin, A. A. Golubev, N. A. Likhovid, A. A. Nozik, V. S. Pantuev, V. I. Parfenov, and A. K. Skasyrskaya, JETP Lett. **97**, 67 (2013).
7. K. H. Hiddemann, H. Daniel, and O. Schwentker, J. Phys. G **21**, 639 (1995).
8. E Holzschuh, W Kündig, L Palermo, H. Stüssi, and P Wenk, Phys. Lett. B **451**(1), 247 (1999).
9. E. Holzschuh, L. Palermo, H. Stüssi, and P. Wenk, Phys. Lett. B **482**(1), 1 (2000).
10. A. V. Derbin, A. I. Egorov, S. V. Bakhlanov, and V. N. Muratova, JETP Lett. **66**, 88 (1997).
11. K. Schreckenbach, G. Colvin, and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. B **129**(3), 265 (1983).
12. F. P. Calaprice and D. J. Millener, Phys. Rev. C **27**, 1175 (1983).
13. V. I. Isakov and M. I. Strikman, Phys. Lett. B **181**(3), 195 (1986).
14. J. Deutsch, M. Lebrun, and R. Prieels, Nuclear Physics A **518**(1), 149 (1990).
15. A. V. Derbin, A. V. Chernyi, L. A. Popeko, V. N. Muratova, G. A. Shishkina, and S. V. Bakhlanov, JETP Lett. **57**, 768 (1993).

16. C. Hagner, M. Altmann, F. Feilitzsch, L. Oberauer, Y. Declais, and E. Kajfasz, Phys. Rev. D **52**, 1343 (1995).
17. G. Bellini, J. Benziger, D. Bick et al. (Borexino Coll.), Phys. Rev. D **88**, 072010 (2013).
18. M. Aoki, M. Blecher, D. A. Bryman et al. (PIENU Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 052002 (2011).
19. N. V. Bazlov, S. V. Bakhlanov, A. V. Derbin, I. S. Drachnev, V. K. Eremin, I. M. Kotina, V. N. Muratova, N. V. Pilipenko, D. A. Semenov, E. V. Unzhakov, E. A. Chmel, Instruments and Experimental Techniques **61**, 323 (2018).
20. I. E. Alexeev, S. V. Bakhlanov, N. V. Bazlov, E. A. Chmel, A. V. Derbin, I. S. Drachnev, I. M. Kotina, V. N. Muratova, N. V. Pilipenko, D. A. Semyonov, E. V. Unzhakov, V. K. Yeremin, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A **890**, 647 (2018).
21. C. V. Lederer and V. S. Shirley, *Table of isotopes*, 7-th ed., Wiley, N.Y. (1978).
22. P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011).
23. I. Yu. Kobzarev, B. V. Martemyanov, L. B. Okun, and M. G. Shchepkin, Sov. J. Nucl. Phys. **32**, 823 (1980).
24. A. V. Derbin, A. I. Egorov, I. A. Mitropolskii, V. N. Muratova, S. V. Bakhlanov, and L. M. Tukhkonen, JETP Lett. **65**, 605 (1997).