

# ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СПЕКТРОВ БЕТА-ЧАСТИЦ ОТ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ $^{235}\text{U}$ И $^{239}\text{Pu}$ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ФИЗИКИ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

© 2021 г. В. И. Копейкин<sup>1)\*</sup>, Ю. Н. Панин<sup>1)</sup>, А. А. Сабельников<sup>1)</sup>

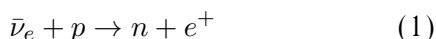
Поступила в редакцию 19.07.2020 г.; после доработки 19.07.2020 г.; принята к публикации 19.07.2020 г.

Выполнен первый цикл измерений отношения кумулятивных спектров  $\beta$ -частиц изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , делящихся тепловыми нейтронами. Обнаружено, что кривая отношения спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ , измеренная в настоящей работе, лежит на 5% ниже такой же кривой, полученной из измерений группы ILL. Проведенный анализ показал, что это связано с ошибочным завышением на 5% измеренного группой ILL спектра  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$ . Как следствие этого, оказался завышенным на 5% и “спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  в момент рождения”, который восстанавливается из кумулятивного спектра  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$ . Полученные данные объясняют эффект “реакторной антинейтринной аномалии”.

DOI: 10.31857/S0044002721010128

## ВВЕДЕНИЕ

Оценки спектра антинейтрино ( $\bar{\nu}_e$ ) ядерного реактора впервые получены Альваресом в 1949 г., см. работу Райнеса и Коуэна [1], в которой по этим данным они рассчитали ожидаемое сечение процесса обратного  $\beta$ -распада



в потоке реакторных  $\bar{\nu}_e$ . С тех пор проводятся исследования спектра  $\bar{\nu}_e$ , сформировалось и развивается новое направление — спектроскопия реакторных  $\bar{\nu}_e$ . Знание спектра  $\bar{\nu}_e$  необходимо для интерпретации ведущихся и планирования новых нейтринных экспериментов. Особую актуальность изучение спектра  $\bar{\nu}_e$  приобрело в последние годы в связи с повышением точности измерений, постановкой ряда крупных экспериментов и развитием нейтринной индустрии на ядерных реакторах.

Спектр  $\bar{\nu}_e$  в области энергий, превышающих порог реакции (1)  $E_{\text{th}} = 1.8$  МэВ, формируется от  $\beta$ -распада продуктов деления изотопов топлива  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ , где  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  вносят подавляющий вклад. Наиболее тщательное моделирование спектров  $\bar{\nu}_e$  изотопов урана и плутония было проведено в 2011 г. [2, 3] по данным измерений кумулятивных спектров  $\beta$ -частиц этих изотопов, выполненных группой института Лауэ–Ланжевена (ILL) [4–7]. Оказалось [8], что измеренный на стандартном удалении  $\sim 15$ – $100$  м от реактора выход

реакции (1) на  $\sim 5\%$  меньше, чем ожидаемый выход по данным работ [2, 3]. Обнаруженный 5% дефицит измеренного выхода к ожидаемому (“reactor antineutrino anomaly”) обычно связывают с двумя причинами:

- существованием стерильных нейтрино,
- ошибками в измерениях спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  группы ILL.

Гипотеза существования стерильных нейтрино проверяется с помощью нескольких детекторов  $\bar{\nu}_e$ , расположенных на расстояниях менее 15 м от реакторов. Настоящая работа Курчатовского института (КИ) нацелена на проверку измерений спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Статья построена следующим образом. Вначале мы кратко рассмотрим способы определения спектра реакторных  $\bar{\nu}_e$  в той части, которая необходима для анализа эксперимента. Далее опишем методику опыта, полученные результаты и проведем их обсуждение. Отметим, что эксперимент в настоящее время продолжается, однако полученный материал уже позволяет сделать определенные выводы.

## 1. О СПОСОБАХ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРА РЕАКТОРНЫХ $\bar{\nu}_e$

### 1.1. Расчетный метод

Спектры антинейтрино  $\rho_{\nu}^i$  делящихся изотопов  $i$ , где индексы  $i = 5, 9, 8, 1$  относятся соответственно к изотопам  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , получают путем суммирования вкладов всех  $\beta$ -переходов от всех продуктов деления. На практике спектры

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

\*E-mail: kopeikin46@yandex.ru

$\bar{\nu}_e$  определяются  $\beta$ -распадом всего лишь  $\approx 600$  продуктов деления. Эти нуклиды отбираются по величине их кумулятивных выходов ( $\geq 10^{-6}$  дел $^{-1}$ ) и имеют суммарно более 10000  $\beta$ -переходов. Вклад остальных продуктов деления мал. Одновременно с расчетом спектров  $\rho_\nu^i$  рассчитываются по тем же исходным данным и спектры  $\beta$ -частиц  $\rho_\beta^i$ .

Основная проблема расчета заключается в неточном знании выходов и схем распада продуктов деления, особенно короткоживущих, имеющих, как правило, большие энергии  $\beta$ -переходов. Недостаток в экспериментальных данных о независимых выходах продуктов деления приводит к существенному отличию в библиотеках оцененных ядерных данных, см., например, [9]. Обновленные данные о схемах распада для ряда продуктов деления частично снижают проблему [10], но не могут ее полностью исключить.

Ошибки расчетных спектров  $\rho_\beta^5$  и  $\rho_\beta^9$  возрастают от 4–5% при  $E_\beta = 2–3$  МэВ до 10% при  $E_\beta \approx 7$  МэВ и резко увеличиваются в области  $>7$  МэВ. Вместе с тем, как показано в работе [11], результаты вычисления отношений спектров, например  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ ,  $\rho_\nu^5/\rho_\nu^9$ , гораздо менее чувствительны к прогнзированию исходных для расчета данных, чем сами спектры, и рассчитываются поэтому существенно точнее [12–14].

### 1.2. Конверсия экспериментального спектра $\beta$ -частиц в спектр $\bar{\nu}_e$

В реакции  $\beta$ -распада электрон и  $\bar{\nu}_e$  испускаются вместе и делят энергию распада между собой. Известно, что спектры  $\rho_\nu^i$  и  $\rho_\beta^i$  для каждого делящегося изотопа  $i$ , выраженные в полных энергиях частиц, близки друг к другу. Различие в области 2–8 МэВ составляет до  $\sim 10\%$  [15, 16]. При расчете спектров в том же диапазоне энергий прослеживается устойчивая связь отношений спектров, приведенных в полных энергиях частиц. Так, отношения  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  и  $\rho_\nu^5/\rho_\nu^9$  в пределах  $\pm(1.5–2)\%$  совпадают между собой, то же относится к  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^1$  и  $\rho_\nu^5/\rho_\nu^1$  [14, 15, 17]. Помимо указанной “генетической связи” между спектрами  $\rho_\nu^i$  и  $\rho_\beta^i$ , имеется еще одна существенная предпосылка преобразования спектра  $\beta$ -частиц в спектр  $\bar{\nu}_e$ . В экспериментальном спектре  $\beta$ -частиц уже “природой заложены” выходы и схемы распада продуктов деления и нет нужды об этом беспокоиться, как в случае расчета.

На измерениях спектров  $\beta$ -частиц группы ILL [4–7], выполненных более 30 лет назад, базируются современные знания о спектре реакторных  $\bar{\nu}_e$ . Поэтому спустя много лет появилась более подробная публикация спектров  $\beta$ -частиц ILL [18].

Конверсионные спектры  $\bar{\nu}_e$  делящихся изотопов восстанавливаются из спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  группы ILL [5–7], а в случае изотопа  $^{238}\text{U}$ , для которого экспериментальные данные [19] имеют невысокую точность, используется расчетный спектр  $\bar{\nu}_e$ . Перечислим модели конверсионных спектров  $\bar{\nu}_e$  и время их появления:

1) Huber–Mueller-модель, 2011 г.

В работе Huber [2] восстановлены спектры  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  из спектров  $\beta$ -частиц ILL [5–7]. Спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{238}\text{U}$  рассчитан в работе Mueller *et al.* [3].

2) Mueller-модель, 2011 г.

В работе Mueller *et al.* [3] восстановлены спектры  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  из спектров  $\beta$ -частиц ILL [5–7] с применением элементов расчета. Спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{238}\text{U}$  рассчитан в [3].

3) ILL–Vogel-модель, 1980-ые гг.

Спектры  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  восстановлены группой ILL [6, 7] из спектров  $\beta$ -частиц ILL [5–7]. Спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{238}\text{U}$  рассчитан в работе Vogel *et al.* [15].

Несмотря на ряд различий, указанные модели имеют однотипную схему преобразования спектров  $\beta$ -частиц ILL в спектры  $\bar{\nu}_e$ , см. [2, 3, 6, 7].

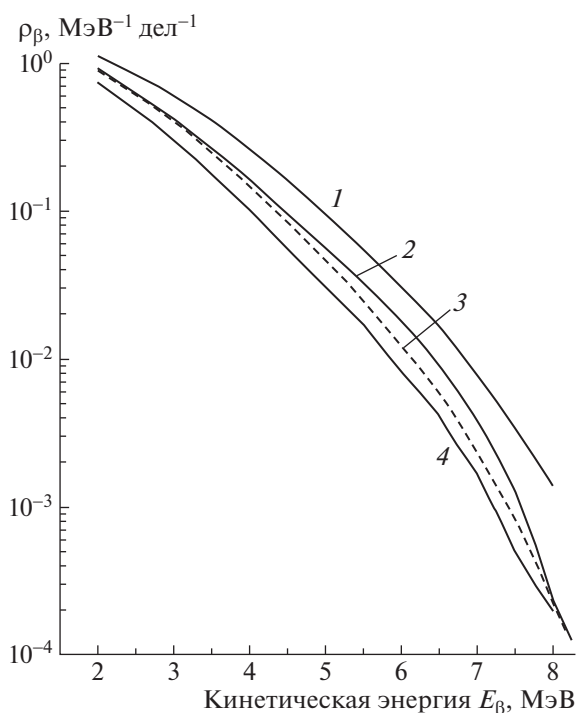
Ошибки, связанные с процедурой восстановления спектра  $\bar{\nu}_e$  при переходе от 2 до 7 МэВ увеличиваются от 2% до 4% [2, 3, 6, 7]. Метод совершенствуется и имеет перспективы снижения ошибок [20]. Для иллюстрации на рис. 1 приведены спектры  $\beta$ -частиц делящихся изотопов. Конверсионный метод является наиболее точным при получении спектра  $\bar{\nu}_e$ . Вместе с тем нет полной ясности в эффекте  $\sim 10\%$  превышения экспериментального спектра реакторных  $\bar{\nu}_e$  в области  $E_\nu = 5–7$  МэВ над конверсионным спектром  $\bar{\nu}_e$  (“bump effect”). Существует ряд возможных объяснений [9, 13, 21], одно из них связано с ошибками в измерениях спектров  $\beta$ -частиц группой ILL.

### 1.3. Прямое измерение спектра $\bar{\nu}_e$ на реакторе

Недостаточная статистика нейтринных измерений долгое время ограничивала возможности экспериментов на реакторах. Коллаборациями Daya Bay и RENO после многолетнего набора статистики впервые из эксперимента получены сечения  $\sigma_f^i$  [см $^2$  дел $^{-1}$ ] реакции (1) в  $\bar{\nu}_e$ -спектрах  $\rho_\nu^i$  [МэВ $^{-1}$  дел $^{-1}$ ] изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [22–24]

$$\sigma_f^i = \int \rho_\nu^i(E_\nu) \sigma_\nu(E_\nu) dE_\nu, \quad (2)$$

где  $\sigma_\nu(E_\nu)$  [см $^2$ ] — сечение реакции (1) для моноэнергетических  $\bar{\nu}_e$ .



**Рис. 1.** Кумулятивные спектры  $\beta$ -частиц продуктов деления  $^{235}\text{U}$  (кривая 2),  $^{239}\text{Pu}$  (кривая 4) и  $^{241}\text{Pu}$  (кривая 3), измеренные в институте Лауэ-Ланжевена [5–7], и кумулятивный спектр  $\beta$ -частиц  $^{238}\text{U}$  (кривая 1), полученный с помощью расчета [3].

Кроме этого, Daya Bay получила также спектры позитронов (1) в потоках  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [24]. Высокая стабильность и линейность энергетической шкалы нейтринных детекторов Daya Bay вместе с хорошим энергетическим разрешением [25] и достаточной статистикой нейтринных событий создают реальные предпосылки точного определения спектров  $\bar{\nu}_e$  изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

### 2.1. Создание установки

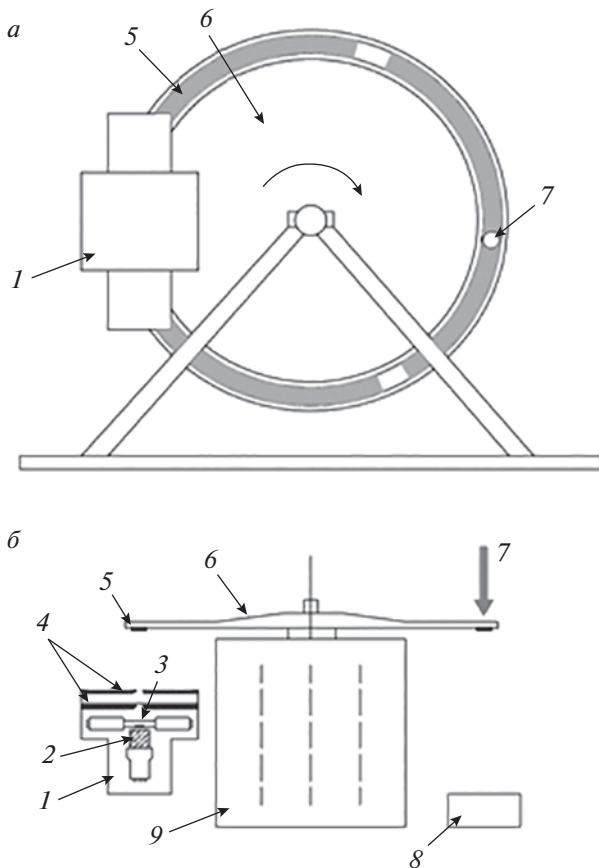
С начала изучения спектров  $\bar{\nu}_e$  и до конца 1970-х гг. в качестве спектра  $\bar{\nu}_e$  реактора принимался спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$ . После того, как расчет показал, что спектры  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  заметно различаются между собой [26], появилась необходимость подтвердить вычисления. С этой целью в Курчатовском институте была разработана установка для измерения отношения спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ , проведен эксперимент [27], который подтвердил расчеты [26]. Источником нейтронов при облучении мишеней  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  служила ампула с изотопом  $^{252}\text{Cf}$ , помещенная в парафиновый блок. Измерения были проведены в ограниченном диапазоне энергий и на небольшой статистике.

Измерения ILL спектров  $\beta$ -частиц делящихся изотопов — единственные на сегодня, выполненные с высокой заявленной точностью. Острая необходимость ревизии спектров  $\beta$ -частиц ILL [9, 21] и, в частности, отношения  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  [28] возникла в связи с обнаруженным существенным различием в величинах измеренного [22, 23] и предсказанного [2] сечения  $\sigma_f^5$  реакции (1) в потоке  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$ . Однако к этому времени установка для измерения  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ , через  $\sim 35$  лет после ее создания, была утрачена. В следующем разделе приведена схема восстановленной установки и описана методика эксперимента.

### 2.2. Схема эксперимента

Установка размещена на выходе нейтронного пучка исследовательского реактора ИР-8 Курчатовского института и предназначена для прецизионного измерения отношения спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ . Особенность эксперимента заключается в одновременном измерении спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и спектра фона в одном и том же потоке нейтронов и в одинаковых условиях. Рассмотрим вкратце схему установки, см. рис. 2. Более полно экспериментальная установка представлена в работе [29], см. также [27].

Мишени из металлической фольги  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  размером  $20 \times 30$  мм и толщиной  $39 \text{ мг/см}^2$  в количестве по 16 штук для каждого изотопа помещены в тонкие защитные оболочки и компактно расположены вдоль обода вращающегося (10 об/с) диска (диаметр 600 мм) из дюралюминия. Мишени  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  занимают по 1/3 окружности диска. На оставшейся трети прикреплены оболочки мишеней без делящегося материала для измерения фона. С одной стороны от центра диска проводится облучение пучком нейтронов мишеней  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и пустых оболочек мишеней. С противоположной стороны с помощью спектрометра осуществляется регистрация  $\beta$ -частиц от смесей продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , а также регистрация спектра фона. Между нейтронным пучком и спектрометром располагается пассивная защита из тяжелых и легких материалов. Конструкция установки позволяет отдалить место облучения мишеней от места регистрации  $\beta$ -частиц и значительно снизить фон от пучка нейтронов, а также мгновенных нейтронов и  $\gamma$ -квантов и запаздывающего  $\gamma$ -излучения при делении. Существенное снижение фона достигается также конструкцией спектрометра. Бета-спектрометр изготовлен в виде  $\Delta E \times E$ -телескопа из органических сцинтилляторов, разделенных по свету. Импульсы сцинтилляторов поставлены на



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки на пучке тепловых нейтронов: *а* — вид сзади, *б* — вид сверху. 1 — бета-спектрометр; 2 — *E*-детектор из стильбена ( $H \times D = 50 \times 50$  мм), сочлененный с фотоумножителем ФЭУ-110; 3 — пролетный  $\Delta E$ -детектор: тонкая ( $H \times D = 0.16 \times 30$  мм) сцинтилляционная пластмасса в светоотражающей коробочке, просматриваемая двумя ФЭУ-97; 4 — диафрагмы; 5 — мишени; 6 — вращающийся диск — держатель мишеней; 7 — пучок нейтронов; 8 — нейтронная ловушка; 9 — комбинированная пассивная защита (на рис. 2*а* нейтронная ловушка и комбинированная пассивная защита не показаны).

совпадение. Импульс совпадения разрешает регистрацию и анализ амплитуды суммарного сигнала  $\Delta E + E$ . Тонкий (0.16 мм) сцинтиллятор используется как пролетный  $\Delta E$ -детектор и размещен вплотную к *E*-сцинтиллятору (50 × 50 мм) на пути электронов. Такая конструкция позволяет подавлять фон  $\gamma$ -лучей с энергией 1 МэВ в  $\sim 200$  раз. Энергетическое разрешение (отношение полуширины к положению пика) спектрометра составляет 12% для энергии электронов 1 МэВ.

Спектры  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  быстро спадают с увеличением энергии, см. рис. 1. Вместе с тем, отношение спектров  $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$  в диапазоне 2–7 МэВ меняется всего лишь в  $\sim 2$  раза. Поэтому при из-

мерении отношения  $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$  существенно снижаются требования к линейности и стабильности энергетической шкалы. Предпринятые меры подавления фона позволяют продвинуться в область высоких энергий, где интенсивность  $\beta$ -частиц резко падает. Особенностью эксперимента является то, что работа в своей основной части сводится к относительным измерениям. В значительной мере обходятся сложности абсолютной спектрометрии и, поэтому, удается достичь результатов высокой точности. Основные погрешности — статистические.

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ, ОБРАБОТКА И КАЛИБРОВКА

#### 3.1. Процедура измерений

Измерение проводилось сериями длительностью  $\sim 2 \times 10^4$  с. Перед началом и по окончании каждой серии пучок нейтронов перекрывался шибером и выполнялась калибровка энергетической шкалы с помощью источника конверсионных электронов  $^{207}\text{Bi}$  (482 кэВ, 991 кэВ — *K* + *L*-линии) и источников  $\beta$ -спектров  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$  ( $E_{\text{max}} = 2996$  кэВ) и  $^{38}\text{Cl}$  ( $E_{\text{max}} = 4913$  кэВ). Нелинейность шкалы в продолжение всего эксперимента не превышала  $\pm 1\%$ , а ее нестабильность составляла менее 0.5%. Проводился контроль функции отклика спектрометра и передачи формы  $\beta$ -спектров. В области энергий  $E > 5$  МэВ контроль шкалы велся по пику потерь энергии космических мюонов в *E*-детекторе. Полное время набора статистики составило  $2.3 \times 10^6$  с. В течение каждой секунды в области  $E > 2$  МэВ регистрировалось в среднем 4.0  $\beta$ -частицы от  $^{235}\text{U}$ , 5.5  $\beta$ -частиц — от  $^{239}\text{Pu}$  и 0.27 фоновых событий. Таким образом, соотношение эффект/фон для  $E > 2$  МэВ достигало 15–20 раз, уменьшалось с ростом энергии и становилось равным единице при  $E \approx 7.7$  МэВ.

Расчет показал, что после начала облучения мишеней нейтронами спектральное распределение  $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$  через 15 мин выходит на практически стационарный уровень: при энергии 2 МэВ поправка не превышает  $\pm 1.5\%$  и быстро уменьшается с увеличением энергии. Поэтому не требуется длительного облучения мишеней перед началом измерения отношения  $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$ , как в случае измерения отдельных спектров  $\rho_{\beta}^5$  и  $\rho_{\beta}^9$  [5–7].

С помощью окон, отображаемых на дисплее компьютера, проводился контроль набора спектров  $\Delta E$ - и *E*-детекторов, спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и спектра фона, а также контроль сигналов и интегральных характеристик.

При обработке результатов измерений спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и спектров контрольных источников учитывались потери энергии в самом источнике и на пути к  $E$ -детектору в воздухе и пленках.

Дальнейшая работа заключалась в установлении всех искажающих измеренные  $\beta$ -спектры  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  факторов и оценке влияния этих искажений на отношение спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ .

### 3.2. Факторы искажений спектров $\beta$ -частиц $^{235}\text{U}$ и $^{239}\text{Pu}$

Условия прохождения через вещество электронов, рожденных в мишенях урана и плутония до регистрации их в  $\beta$ -спектрометре, одинаковы. Это обусловлено близостью заряда ядер и плотности металлов мишеней  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , одинаковым размером и весом мишеней, однотипностью их упаковки и крепления к дюралюминиевому диску и т. п.

Причинами искажений спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  являются: а) рассеяние и потери энергии электронов в фольге  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и упаковке мишеней, б) то же в воздухе и пленках при дальнейшем пролете к  $\beta$ -спектрометру, в) искажения, вносимые самим спектрометром.

Основные искажения связаны с рассеянием и потерями энергии электронов в мишенях (причина а)). Поправки к спектрам  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  определялись в измерениях спектров электронов от тонких источников  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ – $^{144}\text{Pr}$ ,  $^{42}\text{K}$ ,  $^{38}\text{Cl}$  и  $^{252}\text{Cf}$ , каждый из которых помещался между двух фольг из свинца и в упаковку мишеней. Так имитировался выход электронов из мишени (из толстого источника). Было установлено, что отношение спектра от толстого источника к спектру от тонкого источника  $\eta(E_0)$  при данной энергии  $E_0$  практически одинаково для всех перечисленных изотопов, т.е. мало зависит от природы источника электронов. Заметные при малой энергии,  $\eta(2 \text{ МэВ}) = 1.22$ , поправки быстро убывают с ее увеличением,  $\eta(3 \text{ МэВ}) = 1.10$ , и становятся в дальнейшем незначительными,  $\eta(4 \text{ МэВ}) = 1.03$ . Экспериментальная кривая  $\eta(E)$  для источника  $^{252}\text{Cf}$  приведена в работе [27].

Дальнейшее искажение спектров, вызванное б) и в) причинами, было небольшим, см. [27]. Расчетная процедура определения поправок по функции отклика спектрометра хорошо изучена [30] и опробована нами ранее при измерении спектра  $\beta$ -частиц от смеси продуктов деления  $^{252}\text{Cf}$  [31].

Важно подчеркнуть, что слабая связь поправок с природой источника электронов, а также близость самих спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  позволяют измерить отношение  $\beta$ -спектров  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$

особенно надежно без привлечения сложной процедуры восстановления абсолютных спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Основные ошибки опыта — статистические.

### 3.3. Абсолютная калибровка отношения спектров $\beta$ -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$

При измерении на установке определяется только форма отношения спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ . Абсолютизация этого распределения проводилась двумя способами: 1) расчетом и 2) с помощью эксперимента.

В первом способе мы воспользовались тем, что погрешности вычислений отношения абсолютных спектров  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  в области 2–3 МэВ небольшие, см. разд. 1.1. При  $E_\beta = 2 \text{ МэВ}$  отношение спектров  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9 = 1.20 \pm 1.5\%$ , а при  $E_\beta = 3 \text{ МэВ}$  отношение  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9 = 1.31 \pm 2\%$  [14, 15, 17, 32, 33].

Второй способ основывается на пропорциональности скорости счета регистрируемых спектрометром  $\beta$ -частиц  $n_\beta$  [1/с] и скорости счета делений ядер в мишенях. Скорость счета делений можно выразить в виде произведения  $\sigma \times F \times N$  [1/с], где  $\sigma$  — сечение деления ядер нейтронами,  $F$  — плотность потока нейтронов,  $N$  — число ядер в мишенях. Связь  $n_\beta$  с числом  $\beta$ -частиц, испускаемых в расчете на один акт деления  $\rho_\beta$  [1/дел] для мишеней  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  в интервале энергий  $E, E + \Delta E$ , для удобства опишем одним выражением:

$$n_\beta^{5,9} = \sigma^{5,9} \times F \times N^{5,9} \times \varepsilon \times \rho_\beta^{5,9}, \quad (3)$$

где  $n_\beta^{5,9}$  обозначает скорость счета регистрируемых  $\beta$ -частиц  $n_\beta^5$  от  $^{235}\text{U}$  или  $n_\beta^9$  от  $^{239}\text{Pu}$  и т.п., а  $\varepsilon$  — эффективность регистрации  $\beta$ -частиц.

Из записи (3) находим искомое выражение  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ :

$$\frac{\rho_\beta^5}{\rho_\beta^9} = \frac{\sigma^9}{\sigma^5} \times \frac{N^9}{N^5} \times \frac{n_\beta^5}{n_\beta^9}. \quad (4)$$

Поясним запись (4). Отношение спектров  $\beta$ -частиц  $n_\beta^5/n_\beta^9$  измеряется в настоящем эксперименте на установке. Отношение  $N^9/N^5$  легко находится из знания масс мишеней и привлечением атомных масс  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Наиболее трудоемкий этап состоит в определении величины  $\sigma^9/\sigma^5$ .

Работа выполнялась в несколько шагов. Сначала определялось кадмиевое отношение при активации тонкой золотой фольги в нейтронном пучке.

Кадмиевое отношение — это отношение активности образца золотой фольги, облученного тепловыми и надтепловыми нейтронами, к активности такого же образца, помещенного в кадмиевый фильтр и облученного, таким образом, только надтепловыми нейтронами [34]. Оказалось, что кадмиевое отношение равно  $\approx 2$ . Сечение захвата золотом тепловых нейтронов составляет 99 бн, а резонансный интеграл для надтепловых нейтронов равен 1550 бн, поэтому такая величина кадмиевого отношения соответствует тепловым нейтронам с небольшой примесью надтепловых. Исходное сечение деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами с энергией 0.0253 эВ ( $T = 20^\circ\text{C}$ ) взято из справочника [35]. После учета отклонения энергетической зависимости сечения от закона  $1/v$  [35] и введения поправки на более высокую температуру ( $42^\circ\text{C}$ ) замедлителя нейтронов в исследовательском реакторе [36] получаем величину сечения 553 бн. Аналогичная последовательность действий для  $^{239}\text{Pu}$  приводит к сечению 788 бн. Подчеркнем, что разумные вариации поправок на примесь надтепловых нейтронов, температуру замедлителя и т. п. к исходным сечениям деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  практически не влияют на определение величины отношения сечений  $\sigma^9/\sigma^5$ .

В настоящей работе использовались данные экспериментальной калибровки. Для сравнения с расчетом отметим, что калиброванное отношение  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  при энергии  $E = 2$  МэВ составило 1.197, а при  $E = 3$  МэВ — 1.307.

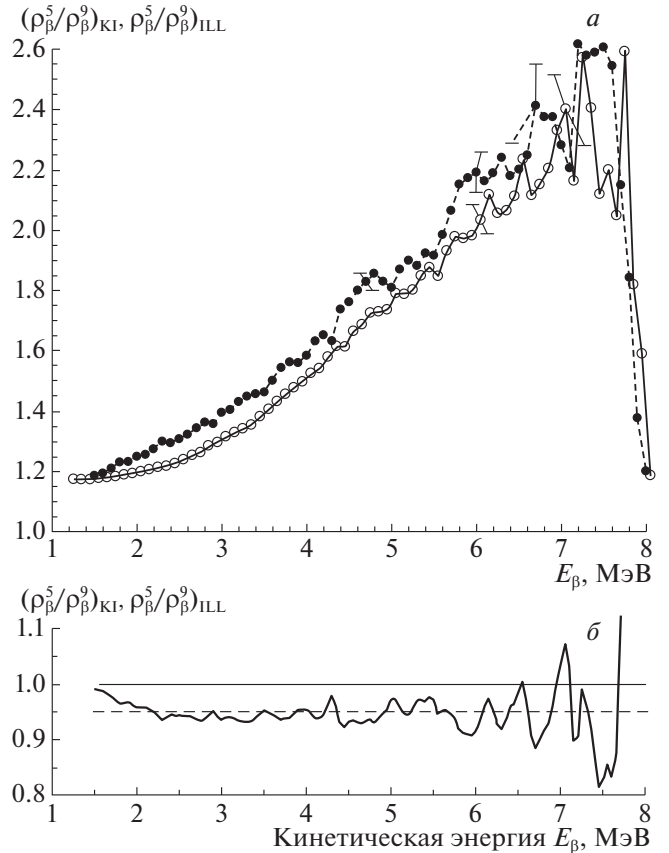
## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

### 4.1. Результаты эксперимента

Отношения спектров  $\beta$ -частиц настоящей работы  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$  и группы ILL  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$  представлены на рис. 3а. Поведение кривых, в целом, идентично: они нарастают с увеличением энергии, а в области  $\sim 7.5$  МэВ происходит их резкий спад. Вместе с тем, кривая  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$  лежит на  $\approx 5\%$  ниже кривой  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$  практически во всем диапазоне энергий, см. рис. 3б. На рис. 3а показаны статистические ошибки измерений KI и ILL: в диапазоне до 5 МэВ они меньше или близки к  $\sim 1\%$ . С увеличением энергии ошибки быстро возрастают и к концу энергетического диапазона достигают  $\sim 30\%$ .

Выбранная в настоящей работе методика позволяет проводить прецизионные измерения отношения спектров  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ . Для оценки отдельных спектров  $\beta$ -частиц и  $\bar{\nu}_e$  используем следующую дополнительную информацию.

1. В работе [28] при исследовании конверсионного метода была прослежена и подтверждена прямая сильная корреляция между отношениями



**Рис. 3.** Отношение кумулятивных спектров  $\beta$ -частиц продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , измеренных группой ILL (институт Лауэ–Ланжевена) и группой KI (Курчатовский институт). а — отношение спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$  группы ILL  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$  [5, 6, 18] (черные кружки, соединенные штриховой кривой), отношение спектров  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$  группы KI  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$ , измеренные в настоящей работе (светлые кружки, соединенные сплошной кривой). б — Сопоставление отношения спектров настоящей работы  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$  и отношения спектров группы ILL  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$ .

спектров  $\beta$ -частиц  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  и антинейтрино  $\rho_\nu^5/\rho_\nu^9$  и, как следствие этого, отношением сечений  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$ .

2. Расчетom установлено, что отношения  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  и  $\rho_\nu^5/\rho_\nu^9$ , представленные в полных энергиях частиц, в пределах  $\pm(1.5-2)\%$  совпадают, см. разд. 1.2.

3. Недавно впервые в эксперименте с хорошей точностью получены сечения  $\sigma_f^5$  и  $\sigma_f^9$  [22–24], см. также [37]. Оказалось, что измеренное сечение  $\sigma_f^5$  на 8.5% меньше ожидаемого  $\sigma_f^5$ , предсказанного Huber–Mueller-моделью. Между тем, величины измеренного и ожидаемого сечения  $\sigma_f^9$  совпадают [24].



**Таблица 1.** Сечения реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  в спектрах  $\bar{\nu}_e$  делящихся изотопов  $\sigma_f^i$  ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ,  $i = 5, 9, 8, 1$ ) и в спектре реакторных антинейтрино  $\sigma_\Sigma$ , а также отношение сечений  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$ , полученные из экспериментов, по расчетным и конверсионным спектрам  $\bar{\nu}_e$  (сечения представлены в единицах  $10^{-43}$  см<sup>2</sup> дел<sup>-1</sup>)

|                           | $\sigma_\Sigma^1$ | $\sigma_f^5$ | $\sigma_f^9$ | $\sigma_f^8$ | $\sigma_f^1$ | $\sigma_f^5/\sigma_f^9$ |
|---------------------------|-------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-------------------------|
| 1. Эксперимент:           |                   |              |              |              |              | 1.44 <sup>2)</sup>      |
| Daya Bay [24]             | 5.94 ± 0.09       | 6.10 ± 0.15  | 4.32 ± 0.25  | —            | —            | 1.412                   |
| RENO [23]                 | —                 | 6.15 ± 0.19  | 4.18 ± 0.26  | —            | —            | 1.471                   |
| 2. Расчет:                |                   |              |              |              |              | 1.44 <sup>2)</sup>      |
| [10]                      | 6.00              | 6.28         | 4.42         | 10.1         | 6.23         | 1.421                   |
| [28]                      | 6.16              | 6.49         | 4.49         | 10.2         | 6.4          | 1.445                   |
| [15] <sup>3)</sup>        | 6.09              | 6.50         | 4.50         | 9.07         | 6.48         | 1.444                   |
| 3. Конверсия:             |                   |              |              |              |              | 1.52 <sup>2)</sup>      |
| Huber—Mueller             | 6.22              | 6.69         | 4.40         | 10.1         | 6.10         | 1.520                   |
| Mueller                   | 6.16              | 6.61         | 4.34         | 10.1         | 6.04         | 1.523                   |
| ILL—Vogel                 | 5.93              | 6.44         | 4.22         | 9.07         | 5.81         | 1.526                   |
| 4. Конверсия с поправкой: |                   |              |              |              |              | 1.44 <sup>2)</sup>      |
| Huber—Mueller             | 6.02              | 6.33         | 4.40         | 10.1         | 6.10         | 1.439                   |
| Mueller                   | 5.96              | 6.26         | 4.34         | 10.1         | 6.04         | 1.442                   |
| ILL—Vogel                 | 5.73              | 6.09         | 4.22         | 9.07         | 5.81         | 1.443                   |

<sup>1)</sup> Для состава топлива  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$  в долях делений (Daya Bay):  $\alpha_5 = 0.564$ ,  $\alpha_9 = 0.304$ ,  $\alpha_8 = 0.076$ ,  $\alpha_1 = 0.056$ .

<sup>2)</sup> Средняя величина.

<sup>3)</sup> Данные по сечению реакции (1) отнормированы на время жизни свободного нейтрона 880.2 с.

Из данных измерений настоящей работы, измерений  $\sigma_f^5$  и  $\sigma_f^9$  [22–24] и взаимосвязи отношений  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$  и  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  следует, что подъем кривой  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$  относительно  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$ , см. рис. 3, обусловлен тем, что кривая спектра  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  группы ILL  $(\rho_\beta^5)_{\text{ILL}}$  ошибочно завышена примерно на 5%. Реальный, отвечающий действительности спектр  $\rho_\beta^5$  может быть получен из спектра  $(\rho_\beta^5)_{\text{ILL}}$  путем умножения последнего на поправочный спектральный множитель, показанный на рис. 3б. Реальный конверсионный спектр  $\rho_\nu^5$  может быть получен таким же способом из спектра  $(\rho_\nu^5)_{\text{H-M}}$  Huber—Mueller с помощью поправочного спектрального множителя, см. рис. 3б, выраженного в полной энергии электронов. Аналогично вводятся поправки в конверсионные спектры  $\bar{\nu}_e$  моделей ILL—Vogel и Mueller.

Заметим, что статистические ошибки распределения  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$  в области  $>6$  МэВ, см. рис. 3, еще велики и требуется продолжение измерений.

#### 4.2. Обсуждение и анализ

В табл. 1 приведены сечения обратного  $\beta$ -распада (1) в спектрах  $\bar{\nu}_e$  делящихся изотопов  $\sigma_f^i$  и в спектре  $\bar{\nu}_e$  реактора  $\sigma_\Sigma$ . Показано отношение сечений  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$ , полученных из экспериментов, а также по расчетным и конверсионным спектрам  $\bar{\nu}_e$ . Они размещены в первых трех строках. В четвертой строке “Конверсия с поправкой” сечения  $\sigma_f^5$  рассчитаны по реальным спектрам  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  конверсионных моделей после введения поправок, см. разд. 4.1.

Прежде чем перейти к анализу таблицы, отметим следующее. В работе [28] найдено, что отношение спектров  $\rho_\nu^5/\rho_\nu^9$  и отношение сечений  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$  незначительно меняются и обладают хорошей устойчивостью при разумных изменениях в гипотезах, которые делаются в процессе конверсии спектров  $\beta$ -частиц  $\rho_\beta^5$  и  $\rho_\beta^9$  в спектры антинейтрино  $\rho_\nu^5$  и  $\rho_\nu^9$ . При этом сами спектры  $\rho_\nu^5$  и  $\rho_\nu^9$ , а также сечения  $\sigma_f^5$  и  $\sigma_f^9$  могут изменяться на несколько процентов. Таким образом, отношение сечений

$\sigma_f^5/\sigma_f^9$  и спектров  $\rho_\nu^5/\rho_\nu^9$  строго определяется отношением спектров  $\beta$ -частиц  $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$  [28].

Это подтверждается данными табл. 1, представленными в третьей строке “Конверсия”. Здесь отношения  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$  для всех трех моделей близки друг к другу, хотя сечения  $\sigma_f^5$  и  $\sigma_f^9$  для разных моделей заметно отличаются. Усредненная величина  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$  равна 1.52 и соответствует завышенным данным ILL  $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$ . Эта величина на 5% выше усредненной величины 1.44 для отношения сечений в первых двух строках “Эксперимент” и “Расчет”. После введения поправок в конверсионный спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  (разд. 4.1), усредненная величина отношения  $\sigma_f^5/\sigma_f^9$  становится равной 1.44, см. “Конверсия с поправкой” в табл. 1.

Термин “reactor antineutrino anomaly” был введен в 2011 г. [8] в связи с обнаруженным дефицитом измеренного сечения  $\sigma_\Sigma$  (выхода реакции) по отношению к ожидаемому  $\sigma_\Sigma$ , полученному по данным моделей Mueller и Huber–Mueller. После включения поправок в спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  предсказанное сечение  $\sigma_\Sigma$  (см. “Конверсия с поправкой” в табл. 1) уже хорошо согласуется с экспериментом. Таким образом, эффект “reactor antineutrino anomaly” объясняется ошибочным 5% завышением спектра  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  в измерениях группы ILL.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ нейтринных экспериментов на реакторах ведется путем сопоставления измеренных характеристик нейтринных процессов с их ожидаемыми значениями, полученными на основании знания спектра  $\bar{\nu}_e$  реактора. Неопределенности спектра  $\bar{\nu}_e$  ограничивают чувствительность экспериментальной методики, а систематические погрешности в  $\bar{\nu}_e$ -спектре могут имитировать (или маскировать) новые эффекты. Можно сказать, что все здание физики нейтрино на реакторах опирается на данные спектроскопии  $\bar{\nu}_e$  как на свою метрологическую базу.

Повышение точности нейтринных измерений на реакторах всегда являлось стимулом для развития спектроскопии реакторных  $\bar{\nu}_e$ . Постановка ряда крупных экспериментов в последнее десятилетие потребовала уточнений в знании спектра  $\bar{\nu}_e$ . Тщательное моделирование спектров  $\bar{\nu}_e$  изотопов урана и плутония, выполненное в 2011 г. [2, 3] по данным измерений ILL спектров  $\beta$ -частиц этих изотопов [4–7], неожиданно вскрыло дефицит измеренного потока реакторных  $\bar{\nu}_e$  по отношению к предсказанному в работах [2, 3] (“reactor antineutrino anomaly”), а сопоставление измеренного и предсказанного спектра  $\bar{\nu}_e$  выявило локальный  $\sim 10\%$

подъем в области  $E_\nu = 5\text{--}7$  МэВ измеренного спектра над предсказанным (“bump effect”). Также стало неожиданностью, что впервые полученное из эксперимента сечение  $\sigma_f^5$  реакции (1) в потоке  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  [22–24] оказалось существенно заниженным по отношению к предсказанному  $\sigma_f^5$  [2, 3]. Перечисленные расхождения привели к необходимости проверки спектров  $\beta$ -частиц ILL [9, 13, 21, 28].

С этой целью в настоящей работе выполнены измерения отношения кумулятивных спектров  $\beta$ -частиц основных изотопов топлива  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ . Анализ полученных данных и результатов измерения сечений  $\sigma_f^5$  и  $\sigma_f^9$  реакции (1) в спектрах  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [22–24] привел к выводу об ошибочном завышении примерно на 5% спектра  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$  в измерениях ILL. Последнее означает, что восстановленный в работах [2, 3] “спектр  $\bar{\nu}_e$   $^{235}\text{U}$  в момент рождения” также переоценен на 5%. Полученные данные объясняют переоценку предсказанного сечения  $\sigma_f^5$ , а также эффект “reactor antineutrino anomaly” ошибками в измерениях ILL спектра  $\beta$ -частиц  $^{235}\text{U}$ .

Авторы благодарят М.Д. Скорохвотова за внимание к работе и полезные обсуждения, К.А. Балыгина, А.И. Климова, Е.А. Мелешко за разработку электронной схемы, В.А. Куркина за измерение кадмиевого отношения на пучке нейтронов, А.В. Чернова за помощь в восстановлении установки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reines and C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. **92**, 830 (1953).
2. P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011).
3. Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011).
4. K. Schreckenbach, H. R. Faust, F. von Feilitzsch, A. A. Hahn, K. Hawerkamp, and J. L. Vuilleumier, Phys. Lett. B **99**, 251 (1981).
5. F. Feilitzsch, A. A. Hahn, and K. Schreckenbach, Phys. Lett. B **118**, 162 (1982).
6. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. B **160**, 325 (1985).
7. A. A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, Phys. Lett. B **218**, 365 (1989).
8. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
9. A. C. Hayes, J. L. Friar, G. T. Garvay, D. Ibeling, G. Jungman, T. Kawano, and Robert W. Mills, Phys. Rev. D **92**, 033015 (2015).



10. M. Estienne, M. Fallot, A. Algora, J. Briz-Monago, V. M. Bui, S. Cormon, W. Gelletly, L. Giot, V. Guadilla, D. Jordan, L. Le Meur, A. Porta, S. Rice, V. Rubio, J. L. Táin, E. Valencia, and A.-A. Zakari-Issoufou, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 022502 (2019).
11. А. А. Боровой, В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, С. В. Толоконников, *ЯФ* **36**, 400 (1982).
12. A. C. Hayes and P. Vogel, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66**, 219 (2016); arXiv: 1605.02047 [hep-ph].
13. В. И. Копейкин, М. Д. Скорохватов, *ЯФ* **80**, 142 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 266 (2017)].
14. В. И. Копейкин, *ЯФ* **75**, 165 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 143 (2012)].
15. P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, *Phys. Rev. C* **24**, 1543 (1981).
16. А. И. Афонин, С. Н. Кетов, В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, М. Д. Скорохватов, С. В. Толоконников, *ЖЭТФ* **94**, 1 (1988).
17. В. Г. Алексанкин, С. В. Родичев, П. М. Рубцов и др., *Бета- и антинейтринное излучение радиоактивных ядер: Справочник* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
18. N. Haag, F. von Feilitzsch, L. Oberauer, W. Potzel, and K. Schreckenbach, arXiv: 1405.3501 [nucl-ex].
19. N. Haag, A. Gütlein, M. Hofmann, L. Oberauer, W. Potzel, K. Schreckenbach, and F. M. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 122501 (2014).
20. P. Vogel, *Phys. Rev. C* **76**, 025504 (2007).
21. D. A. Dwyer and T. J. Langford, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 012502 (2015).
22. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **118**, 251801 (2017); arXiv: 1704.01082 [hep-ex].
23. G. Bak *et al.* (RENO Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **122**, 232501 (2019); arXiv: 1806.00574v4 [hep-ex].
24. D. Adey *et al.* (Daya Bay Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **123**, 111801 (2019); arXiv: 1904.07812v3 [hep-ex].
25. Daya Bay Collab. (D. Adey *et al.*), arXiv: 1902.08241 [physics.ins-det].
26. А. А. Боровой, Ю. Л. Добрынин, В. И. Копейкин, *ЯФ* **25**, 264 (1977) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **25**, 144 (1977)].
27. А. А. Боровой, Ю. В. Климов, В. И. Копейкин, *ЯФ* **37**, 1345 (1983) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **37**, 801 (1983)]; Препринт ИАЭ-3465/2, Москва, 1981.
28. A. C. Hayes, G. Jungman, E. A. McCutchan, A. A. Sonzogni, G. T. Garvey, and X. B. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 022503 (2018); arXiv: 1707.07728 [nucl-th].
29. К. А. Балыгин, М. Д. Каретников, А. И. Климов, В. И. Копейкин и др., *ПТЭ*, № 1, 27 (2014).
30. N. Tsoufanidis, W. W. Wehring, and M. E. Wuman, *Nucl. Instrum. Methods* **73**, 98 (1969).
31. А. А. Боровой, Ю. В. Климов, В. И. Копейкин, *ЯФ* **32**, 1203 (1980) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **32**, 621 (1980)].
32. H. V. Klapdor and J. Metzinger, *Phys. Lett. B* **112**, 22 (1982).
33. H. V. Klapdor and J. Metzinger, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 127 (1982).
34. С. С. Бугорков, А. С. Кривохатский, К. А. Петржак и др., *Атомная энергия* **21**, 508 (1966).
35. Т. С. Беланова, А. В. Игнатьюк, А. Б. Пашенко, В. И. Пляскин, *Радиационный захват нейтронов. Справочник* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
36. В. Ф. Украинцев, *Эффекты реактивности в энергетических реакторах* (Обнинский институт атомной энергетики, Обнинск, 2000).
37. STEREO Collab. (H. Almazán *et al.*), arXiv: 2004.04075 [hep-ex].

## MEASUREMENT OF THE RATIO OF CUMULATIVE BETA-PARTICLE SPECTRA OF $^{235}\text{U}$ AND $^{239}\text{Pu}$ FISSION PRODUCTS FOR SOLVING PROBLEMS OF REACTOR ANTINEUTRINO PHYSICS

V. I. Kopeikin<sup>1)</sup>, Yu. N. Panin<sup>1)</sup>, A. A. Sabelnikov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, Russia

Absolute measurements of the ratio of cumulative  $\beta$  spectra of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  thermal neutron fission products were performed. It was found that the curve of the ratio of  $\beta$ -particle spectra  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ , measured in this paper, is 5% lower than the same curve obtained from the ILL group measurements. The analysis showed that this is due to an erroneous overestimation of the spectrum of  $^{235}\text{U}$   $\beta$  particles measured by the ILL group by 5%. As a result, the “ $\bar{\nu}_e$  spectrum of  $^{235}\text{U}$  at birth”, which is recovered from the cumulative spectrum of  $^{235}\text{U}$   $\beta$  particles, was also overestimated by 5%. The obtained data explain the effect of the “reactor antineutrino anomaly”.