

Новые измерения отношения спектров бета-частиц продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu

Д. В. Попов^{+*1)}, Г. Д. Долганов⁺⁺, В. И. Копейкин⁺, М. Д. Скорохватов^{++*}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺⁺Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 июня 2026 г.

После переработки 29 июня 2026 г.

Принята к публикации 30 июня 2026 г.

В настоящей работе представлены новые результаты относительных измерений выхода электронов продуктов деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Мы сообщаем об уточненном отношении спектров бета-частиц $R^{(5,9)} = S_{\beta}^{(5)}/S_{\beta}^{(9)}$ и подтверждаем результат, полученный нами ранее и объясняющий эффект реакторной антинейтринной аномалии.

DOI: 10.7868/S3034576626080025

1. Введение. Ядерные реакторы, как интенсивные источники электронных антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), широко используются для проведения фундаментальных и прикладных нейтринных исследований. При интерпретации экспериментов на реакторах важную роль играет детальное изучение энергетического спектра реакторных антинейтрино.

Реакция обратного бета-распада на протоне (ОБР):



до настоящего времени служит основным инструментом детектирования реакторных антинейтрино. Эта реакция имеет порог 1.806 МэВ, и в реакторах с водой под давлением (типа ВВЭР) 99.9 % антинейтрино выше этого порога образуются в процессах бета-распада осколков деления четырех изотопов ядерного топлива – ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu , из которых преимущественный вклад в общий поток антинейтрино ($\approx 87\%$) вносят первые два. Основным способом определения энергетических спектров антинейтрино продуктов деления этих изотопов служит преобразование соответствующих кумулятивных бета-спектров, которые были измерены на реакторе Института Лауэ–Ланжевена (ILL, Гренобль, Франция) [1–4] в 1981–1989 гг. В этих же работах был разработан метод реконструкции бета-спектра в спектр антинейтрино. Этот метод впоследствии был усовершенствован в [5, 6] и сегодня известен как модель Хьюбера–Мюллера (НМ). Однако экспериментально было показано, что поток антинейтрино вблизи реак-

тора, измеренный путем регистрации ОБР, на $\approx 6\text{--}7\%$ меньше по сравнению с ожидаемой величиной, рассчитанной на основании модели НМ [5, 6].

Одной из вероятных причин расхождения является погрешность исходных спектров бета-частиц, измеренных в ILL, в результате используемых для нормировки спектров устаревших ядерных данных, которые к настоящему времени были обновлены [7]. Но наиболее убедительным является прямое доказательство неточности полученных в ILL бета-спектров в наших измерениях электронов от продуктов деления урана и плутония в экспериментах на исследовательском реакторе ИР-8 в НИЦ “Курчатовский институт” (КИ) [8]. Как было показано, отношение спектров бета-частиц продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu оказалось примерно на 5.4 % ниже, чем отношение бета-спектров группы ILL.

В настоящей статье мы приводим результаты новых измерений, проведенных на реакторе ИР-8 КИ, и представляем анализ, основанный на дополнительных статистических данных, с целью подтверждения и уточнения ранее полученного результата.

2. Методика измерений и схема установки. Как и в предварительном эксперименте 2020 г. [8], задача текущих измерений состояла в определении отношения между выходами бета-частиц от продуктов вынужденного деления тепловыми нейтронами ^{235}U и ^{239}Pu :

$$R^{(5,9)}(E) = \frac{S_{\beta}^{(5)}(E)}{S_{\beta}^{(9)}(E)} \quad (2)$$

(здесь и далее индекс $i = 5, 9$ обозначает изотопы ^{235}U и ^{239}Pu). Результаты новых измерений мож-

¹⁾e-mail: Popov_DV@nrcki.ru; DVPopov@mephi.ru

но сопоставить как с прошлыми данными, так и с данными ИЛ $S_{\beta}^{(5)}(E)$ и $S_{\beta}^{(9)}(E)$, приведенными в работе [9].

Идея проведения относительных измерений заключалась в том, чтобы, во-первых, избежать процедур нормализации спектров на число делений и определения функции отклика детектирующей аппаратуры, и, во-вторых, чтобы снизить требования к характеристикам энергетической шкалы и стабильности нейтронного потока, поскольку отношение (2) в области энергий от 2 до 7 МэВ меняется всего лишь в ≈ 2 раза, тогда как абсолютные спектры бета-частиц спадают на ≈ 4 порядка.

Схема проводимого в НИЦ “Курчатовский институт” эксперимента “Бета” проиллюстрирована на рис. 1, 2.

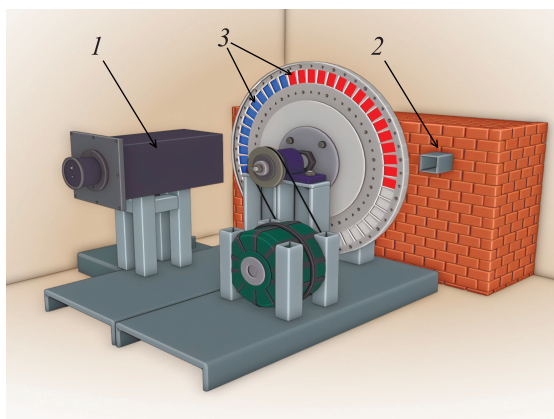


Рис. 1. (Цветной онлайн) Эскиз экспериментальной установки. 1 – низкофонный бета-спектрометр; 2 – пучок нейтронов (горизонтальный экспериментальный канал # 11 ИР-8); 3 – мишени урана и плутония. Комбинированная пассивная защита не изображена

Для проведения измерений в “Высокотехнологическом научно-исследовательском институте неорганических материалов имени академика А. А. Бочвара” были изготовлены металлические изотопно-обогащенные фольги, размерами 20×30 мм, – 16 мишеней из ^{235}U толщиной от 38.0 до 39.9 мг/см² и 16 мишеней из ^{239}Pu толщиной от 41.5 до 51.8 мг/см². Мишени из каждого изотопа в защитных оболочках из алюминия и полиэтилена общей толщиной 17.4 мг/см² закреплялись по ободу вращающегося со скоростью 10 об/с диска из дюралюминия диаметром 600 мм и занимали по 1/3 обода, на оставшейся части были прикреплены пустые оболочки мишеней для измерения фона.

Коллимированный пучок тепловых нейтронов с одной стороны диска (рис. 1, 2) генерировал вынужденные деления ядер в мишенях, которые, затем,

делая пол-оборота, оказывались с противоположной стороны диска напротив бета-спектрометра (рис. 1 1), где регистрировались бета-электроны от продуктов деления. Конструкция установки обеспечивала дистанцирование регистрации бета-электронов от места деления ядер и, тем самым, снижение фона от мгновенных γ -квантов и нейтронов деления.

Схема бета-спектрометра представлена на рис. 2. Бета-спектрометр состоит из двух оптически разделенных сцинтилляторов: пролетного ΔE -детектора из сцинтилляционной пластмассы диаметром 30 мм и толщиной 160 мкм и основного E -детектора из стилибена диаметром 50 мм и длиной 50 мм. Бета-спектрометр размещен в светонепроницаемом стальном корпусе, на передней стенке которого расположен коллиматор из алюминия, защищенный майларовой мембраной. Между нейтронным пучком и спектрометром располагается пассивная защита из тяжелых и легких материалов. Тройные совпадения импульсов ФЭУ пролетного и основного детекторов служили триггером регистрации сигналов от бета-электронов и фона, который также запускал запись амплитуды сигнала спектрометра и данных установленного на диске шифратора, фиксирующего угловую координату для присвоения зарегистрированной амплитуде номера мишени.

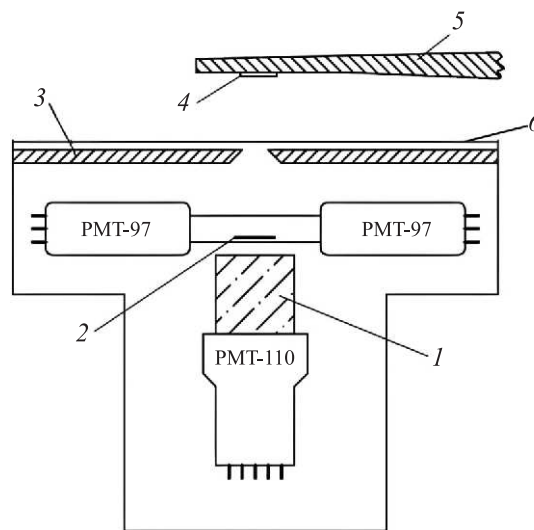


Рис. 2. Схема бета-спектрометра. 1 – основной E -детектор; 2 – пролетный ΔE -детектор; 3 – диафрагмы; 4 – мишень U/Pu/Фон; 5 – вращающийся диск – держатель мишеней; 6 – майларовая мембрана

Калибровка энергетической шкалы спектрометра проводилась с использованием источника конверсионных электронов ^{207}Bi (482 кэВ, 991 кэВ – $K+L$ -линии) и источников бета-частиц ^{144}Ce – ^{144}Pr ($E_{\text{max}} = 2.996$ МэВ) и ^{38}Cl ($E_{\text{max}} = 4.913$ МэВ). Энер-

гетическое разрешение спектрометра (полная ширина на половине высоты) составляет 12 % для энергии электронов 1 МэВ, линейность шкалы обеспечивается с точностью $\approx 1\%$. Более подробное описание электронно-измерительного тракта и принципиальной схемы установки можно найти в работе [10].

3. Набор данных. В эксперименте данные набирались сериями со временем экспозиции по 5–6 ч через 15–20 мин после начала вращения диска. Всего было набрано 354 серии измерений. Облучение мишеней производилось в периодическом квазистационарном режиме, в котором достигался кумулятивный режим для подавляющей части эмиссии электронов. Однако незначительная доля электронов от короткоживущих изотопов не попадала в спектрометр за 0.05 с, т.е. в течение половины оборота диска, а также часть долгоживущих продуктов деления за время экспозиции не успевала выйти на насыщение. Для оценки этих эффектов было проведено моделирование накопления и спада активностей продуктов деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu в эксперименте. Расчеты показали, что погрешность отношения (2) за счет недобора короткоживущих изотопов не превышает 0.1 % в области энергий до 7 МэВ, а в диапазоне 7–9 МэВ может достигать 0.8 %. Энергия бета-электронов долгоживущих ядер лежит, в основном, в “мягкой” области спектра ≤ 3 МэВ. Их неравновесная доля излучения за время экспозиции текущей серии измерений частично компенсируется остаточным содержанием продуктов деления, накопленных в предыдущих облучениях мишеней. Поэтому небольшая разница отношения (2) по сравнению с полным балансом накопления и распада изменяется от серии к серии и варьируется в пределах $\pm 0.1\%$ при энергии до 3 МэВ. Эти значения далее были приняты в качестве систематических погрешностей в обозначенных диапазонах энергий.

4. Анализ и результаты. По окончании набора данных в каждой серии, амплитудные спектры, соответствующие мишеням ^{235}U и ^{239}Pu , отдельно суммировались, после чего из них вычитались спектры фона, соответствующие пустым оболочкам мишеней. Следует отметить, что фон в области до 5–6 МэВ более чем на порядок меньше эффекта от бета-электронов, но увеличивался с ростом энергии и составлял более 50 % при энергиях 7–8 МэВ в результате падения выхода бета-электронов, скорость счета которых была сопоставима с фоном от атмосферных мюонов.

Анализ полученных амплитудных спектров проводился в допущении пуассоновского характера флуктуаций. Амплитудная шкала спектрометра бы-

ла разделена на интервалы по 100 кэВ, по которым рассчитывались значения отношений $n_{ik}^{(5)}/n_{ik}^{(9)}$ числа зарегистрированных бета-электронов от продуктов деления изотопов и их дисперсии σ_{ik}^2 , где индексы i и k обозначают номер серии измерений и номер интервала, соответствующего средней амплитуде E_k .

В качестве проверки предположения о статистическом распределении измеренных величин и их погрешностей был использован критерий χ^2 каждой серии измерений:

$$\chi_i^2 = \sum_k \left[\frac{n_{ik}^{(5)}/n_{ik}^{(9)} - n_k^{(5)}/n_k^{(9)}}{\sigma_{ik}} \right]^2, \quad (3)$$

где $n_k^{(5)}/n_k^{(9)}$ – значение по всем сериям измерений отношения числа бета-частиц продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu , зарегистрированных спектрометром в интервале с амплитудой E_k . Построенное эмпирическое распределение величин χ_i^2 (3) аппроксимируется функцией плотности распределения χ^2 с ожидаемым числом степеней свободы NDF = 41, что проиллюстрировано на рис. 3. Разница между теоретическим стандартным отклонением для распределения χ^2 с 41 степенью свободы ($\sigma = \sqrt{2 \cdot 41} \approx 9.1$) и выборочным ($\hat{\sigma} = 10.8$) объясняется недоучтенными в нескольких измерениях отношений скоростей счета небольшими систематическими погрешностями.

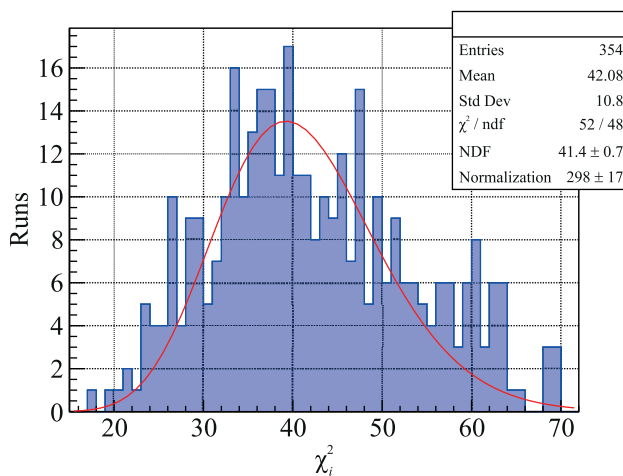


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эмпирическое распределение χ_i^2 (синяя гистограмма) и его аппроксимация функцией плотности распределения χ^2 (красная кривая)

Связь между отношением (2) распределений вероятностей $S_{\beta}^{(5)}(E)/S_{\beta}^{(9)}(E)$ эмиссии бета-электронов при делении ^{235}U или ^{239}Pu и отношением амплитудных спектров $n_k^{(5)}/n_k^{(9)}$ не содержит прямой зависи-

мости от характеристик потока нейтронов Φ_n реактора и может быть представлена в виде:

$$R^{(5,9)} = \frac{n_k^{(5)}}{n_k^{(9)}} \times \frac{\langle \sigma^{(9)} \rangle}{\langle \sigma^{(5)} \rangle} \times \frac{N^{(9)}}{N^{(5)}} \times \frac{\eta^{(9)}(E, E_k)}{\eta^{(5)}(E, E_k)}, \quad (4)$$

где $\langle \sigma^{(i)} \rangle$ – усредненное по энергетическому спектру нейтронов сечение деления, $N^{(i)}$ – число ядер в мишенях, $\eta^{(i)}(E, E_k)$ – функция отклика спектрометра, которая устанавливает связь между рожденными с энергией E электронами в мишени и вероятностью их попадания в чувствительный объем детектора с выделением энергии в интервале со средней амплитудой E_k . Сечения $\langle \sigma^{(i)} \rangle$ были найдены из соотношения:

$$\langle \sigma^{(i)} \rangle = \Phi_{\text{th}} \left(g^{(i)}(T_n) \sigma_{f0}^{(i)} + \frac{\Phi_{\text{epi}}}{\Phi_{\text{th}}} I_f^{(i)} \right), \quad (5)$$

где Φ_{th} , Φ_{epi} – эффективные плотности потоков тепловых и эпитепловых нейтронов соответственно, $g^{(i)}(T_n)$ – фактор Весткотта, учитывающий отклонение энергетической зависимости сечения деления от закона “ $1/v$ ” и температуру нейтронного газа T_n , $\sigma_{f0}^{(i)}$ – сечение деления нейтронами с энергией 25.3 мэВ, $I_f^{(i)}$ – резонансный интеграл деления. Примесь эпитепловых нейтронов в потоке нейтронов ГЭК-11 была определена по результатам активационного анализа и измерения кадмиевого отношения и составила 4.22×10^{-2} с относительной погрешностью 5 %. Оставшиеся в выражении (5) величины – $g^{(i)}(T_n)$, $\sigma_{f0}^{(i)}$ и $I_f^{(i)}$, а также их погрешности, – были взяты из работы [11]. Входящая в фактор Весткотта $g^{(i)}(T_n)$ поправка на более высокую температуру нейтронного газа была рассчитана с использованием баз ядерных данных ENDF, JEFF и JENDL. Число ядер $N^{(i)}$ в мишенях было определено из известных масс мишеней. Найденное таким образом отношение скоростей деления изотопов составило:

$$\frac{\langle \sigma^{(9)} \rangle}{\langle \sigma^{(5)} \rangle} \times \frac{N^{(9)}}{N^{(5)}} = (1.389 \pm 0.5 \%) \times (1.306 \pm 0.1 \%). \quad (6)$$

Отношение $\eta^{(9)}(E, E_k)/\eta^{(5)}(E, E_k)$ для идентичных по размерам мишеней практически равно 1. Однако имеющийся разброс мишеней по толщине приводит к небольшой поправке $\Delta(E_k)$:

$$\frac{\eta^{(9)}(E, E_k)}{\eta^{(5)}(E, E_k)} = 1 + \Delta(E_k). \quad (7)$$

Данная поправка была оценена с помощью численного моделирования эксперимента с последующей про-

цедурой валидации расчета путем сопоставления с результатами измерений спектров электронов от тонких источников ^{207}Bi , ^{56}Mn , ^{144}Ce – ^{144}Pr , ^{42}K , ^{38}Cl и ^{252}Cf , помещенных между свинцовыми фольгами. Полученные данные указывают на небольшой избыток регистрируемых электронов в низкоэнергетической области энергий (до ≈ 4 МэВ) при увеличении толщины мишени. Оцененная величина поправки $\Delta(E_k)$ изменяется от 0.02 до 0.002 в диапазоне амплитуд от 1 до 4 МэВ, а относительная точность расчетов составляет $\approx 10 \%$.

Итоговые значения $R^{(5,9)}$ отношений спектров бета-электронов продуктов деления изотопов ^{235}U или ^{239}Pu и их суммарные статистические и систематические погрешности приведены на рис. 4 (синие точки). Для сравнения на том же рисунке показаны значения измеренных отношений $R^{(5,9)}$ группы ILL (красные точки; данные взяты из работы [9]).

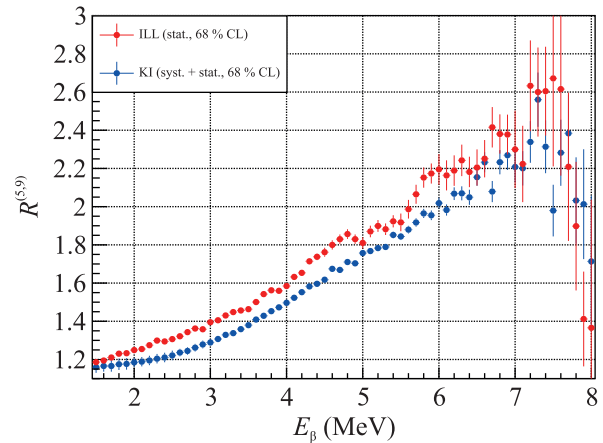


Рис. 4. (Цветной онлайн) Отношения спектров бета-частиц продуктов деления $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ по данным группы KI (синие точки) и группы ILL (красные точки)

В последнее время проводился анализ аномалии реакторных антинейтрино [12] с использованием расчетных кумулятивных спектров продуктов деления изотопов урана и плутония из работы [13]. Поскольку в [13] приведено расчетное отношение спектров бета-частиц продуктов деления изотопов $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$, возможно прямое сравнение этих значений с нашими экспериментальными данными, приведенное на рис. 5. Из этого рисунка видно, что в области до ≈ 4.5 МэВ существует удовлетворительное согласие данных. Однако в области более 4.5 МэВ расчетные данные существенно занижают отношение, и разница с экспериментом достигает $\geq 10 \%$.

5. Заключение. Мы подтверждаем результат, полученный нами ранее, о расхождении между данными измерений отношения спектров бета-частиц

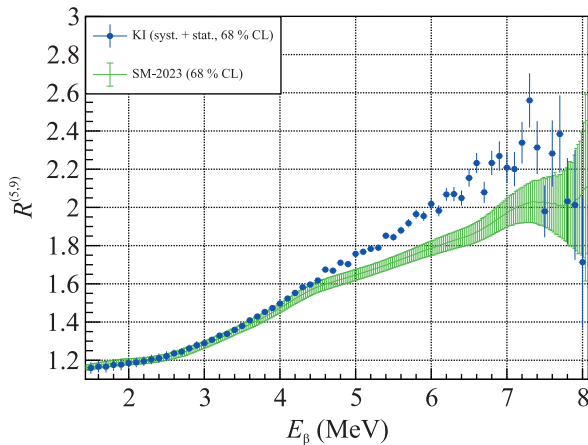


Рис. 5. (Цветной онлайн) Отношения спектров бета-частиц продуктов деления $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ по данным группы КИ (синие точки) и расчет SM-2023 [13] (зеленые линии)

продуктов деления $R^{(5,9)}(E)$ тепловыми нейтронами на реакторах КИ и ИЛЛ. Разница в диапазоне энергий от 2 до 7 МэВ составляет, в среднем, $(6.9 \pm 0.3)\%$, т.е. больше значения $\approx 5.4\%$, полученного в предварительной публикации [8]. Это связано с более тщательным анализом систематических неопределенностей, в частности, с учетом температурной зависимости сечения деления ^{239}Pu . Полученные экспериментальные данные указывают, что наиболее вероятное объяснение реакторной антинейтринной аномалии связано с погрешностями в спектральных характеристиках бета-электронов продуктов деления изотопов урана и плутония в измерениях ИЛЛ [1–4], на основании которых были реконструированы энергетические спектры антинейтрино в модели НМ. Мы подтверждаем также падение отношения $R^{(5,9)}(E)$ в области более 7.5 МэВ, наблюдаемое в обоих экспериментах. В перспективе мы стремимся улучшить статистическую точность измерений в высокоэнергетической области.

Расчетные спектры бета-частиц продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu , представленные в [13], демонстрируют, как и результаты настоящей работы, значимое отклонение от данных ИЛЛ [9]. В модели [13] при малых энергиях наблюдается относительный (до $\geq 10\%$) дефицит бета-частиц каждого изотопа и последующий коррелированный рост до энергий 4.5–5 МэВ, но отношение спектров бета-частиц продуктов деления согласуется с нашими данными. Однако в области энергий более 5 МэВ начинается расхождение отношения $R^{(5,9)}(E)$ с экспериментом, и использование расчетных спектров бета-электронов и антинейтрино не обеспечивает надежной интерпретации прецизионных поисковых экспериментов.

Авторы выражают благодарность рабочему персоналу реактора ИР-8 и А. Н. Стрепетову за помощь в проведении различных вспомогательных экспериментов и за предоставление полезной информации.

Финансирование работы. Работа проведена в рамках выполнения государственного задания Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”. Часть работ, посвященная моделированию эксперимента, выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 25-72-10018).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. K. Schreckenbach, H.R. Faust, F. von Feilitzsch, A.A. Hahn, K. Hawerkamp, and J.L. Vuilleumier, “Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments”, Phys. Lett. B **99**, 251 (1981).
2. F. von Feilitzsch, A.A. Hahn, and K. Schreckenbach, “Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra”, Phys. Lett. B **118**, 162 (1982).
3. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch, “Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV”, Phys. Lett. B **160**, 325 (1985).
4. A.A. Hahn, K. Schreckenbach, G. Colvin, B. Krusche, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch, “Anti-neutrino Spectra From ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products”, Phys. Lett. B **218**, 365 (1989).
5. P. Huber, “On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors”, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011); Erratum: Phys. Rev. C **85**, 029901 (2012).
6. T.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, “Improved predictions of reactor antineutrino spectra”, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011).
7. A. Onillon, “Investigation of the ILL spectra normalization”, *Applied Antineutrino Physics 2018 Proceedings* (2019), p. 16.
8. V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, “Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra”, Phys. Rev. D **104**(7), L071301 (2021).
9. N. Haag, F. von Feilitzsch, L. Oberauer, W. Potzel, K. Schreckenbach, and A.A. Sonzogni, “Re-publication of the data from the BILL magnetic spectrometer: The cumulative β spectra of the fission products of ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu ”, arXiv:1405.3501v2 (2014).
10. V.I. Kopeikin, Y.N. Panin, and A.A. Sabelnikov, “Measurement of the Ratio of Cumulative Spectra of Beta Particles from ^{235}U and ^{239}Pu Fission Products

- for Solving Problems of Reactor-Antineutrino Physics”, *Phys. Atom. Nucl.* **84**(1), 1 (2021).
11. B. Pritychenko, “Tables of neutron thermal cross sections, Westcott factors, resonance integrals, Maxwellian averaged cross sections, astrophysical reaction rates, and r-process abundances calculated from the ENDF/B-VIII.1, JEFF-3.3, JENDL-5.0, BROND-3.1, and CENDL-3.2 evaluated data libraries”, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **163**, 101708 (2025).
12. C. Giunti, Y.F. Li, and R.P. Zhang, “Revival of the Reactor Antineutrino Anomaly”, arXiv:2605.10353 (2026).
13. L. Perissé, A. Onillon, X. Mougeot, M. Vivier, T. Lasserre, A. Letourneau, D. Lhuillier, and G. Mention, “Comprehensive revision of the summation method for the prediction of reactor $\bar{\nu}_e$ fluxes and spectra”, *Phys. Rev. C* **108**(5), 055501 (2023).