

НОВЫЕ СПЕКТРЫ АНТИНЕЙТРИНО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОТОПОВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА: ЭКСПЕРИМЕНТ И РАСЧЕТ

© 2023 г. А. П. Власенко^{1),2)}, П. Ю. Наумов²⁾, С. В. Силаева¹⁾, В. В. Синев^{1)*}

Поступила в редакцию 19.09.2022 г.; после доработки 19.09.2022 г.; принята к публикации 19.09.2022 г.

Получены новые спектры антинейтрино делящихся изотопов, составляющих топливо ядерного реактора. Использовалась комбинированная методика: расчет спектров антинейтрино и подгонка их к полученным в эксперименте на Ровенской АЭС в 80-х гг. прошлого века. Вычисленные с этими спектрами сечения делящихся изотопов хорошо описывают экспериментально полученное сечение в эксперименте Double Chooz $^{DC}\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43}$ см²/деление. Полученное по расчетным спектрам сечение при том же составе активной зоны ядерного реактора $^{INR}\sigma_f = (5.82 \pm 0.12) \times 10^{-43}$ см²/деление. Для полученных спектров нет проблемы выпуклости спектра в области 5 МэВ в наблюдаемой энергии спектра позитронов.

DOI: 10.31857/S0044002723010610, EDN: RNVAVA

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема спектра реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ возникла с самого начала нейтринных экспериментов и сопровождает их уже более четырех десятилетий. Ей посвящены многие десятки работ. Несмотря на сложность проблемы, большие усилия, затрачиваемые в этой области, объясняются постоянным развитием и перспективами нейтринных экспериментов на реакторах.

Реактор, как известно, является мощным источником электронных антинейтрино, и энергетический спектр антинейтрино ядерного реактора представляет собой фундаментальную характеристику реактора. Известно, что в реакторах типа ВВЭР горят преимущественно четыре изотопа: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В течение кампании реактора состав активной зоны изменяется и соответственно меняется энергетический спектр антинейтрино.

Антинейтрино от реактора регистрируют при помощи реакции обратного бета-распада (ОБР)

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (1)$$

Позитрон в этой реакции забирает всю энергию антинейтрино за вычетом порога реакции 1.806 МэВ.

Энергетический спектр позитронов реакции ОБР повторяет спектр антинейтрино с поправкой

на сечение реакции, которое определяет форму этого спектра. Сечение квадратично растет с энергией антинейтрино, в то время как сам спектр экспоненциально спадает. В результате получается спектр, похожий на типичный спектр от бета-распада. Но наблюдаемая энергия событий этого спектра отличается от энергии антинейтрино за счет вычета энергии порога и добавления энергии двух аннигиляционных гамма-квантов. Энергия, добавляемая к регистрируемой энергии позитрона, зависит от размеров детектора и свойств сцинтиллятора. Она может варьироваться от нескольких сотен кэВ для маленького детектора и достигать почти 1 МэВ для большого (обычно 0.8–0.9 МэВ). В этом и состоит трудность преобразования позитронного спектра в антинейтринный — определение правильной сдвигки по энергии спектра позитронов относительно спектра антинейтрино.

В первых экспериментах статистика в измеряемом спектре составляла сначала сотни нейтринных событий, потом тысячи и в конце 1980-х гг. достигла первой сотни тысяч. Измеренный спектр сравнивали с расчетным, который получали суммированием индивидуальных спектров антинейтрино осколков деления с известными схемами бета-распадов. Для неизвестных схем распада использовались различные модели.

Пока статистика в экспериментах на реакторах составляла десятки тысяч нейтринных событий, расчетный спектр удовлетворительно описывал экспериментально наблюдавшийся спектр позитронов ОБР [1–3]. Однако в последних экспериментах по поиску угла смешивания нейтрино θ_{13} статистика составила уже миллионы событий, и

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: vsinev@inr.ru

явственно проявилось несовпадение измеряемого и рассчитываемого спектров. Проявился пик в районе 6 МэВ (5 МэВ в наблюдаемой энергии) по энергии антинейтрино, который не удастся получить расчетным путем [4–6]. Сечение реакции ОБР, использующее расчетный спектр [7, 8], оказывается примерно на 3% больше, чем экспериментальное, что сейчас связывают с наличием стерильных нейтрино.

Кроме расчетных спектров для трех изотопов, делящихся тепловыми нейтронами, антинейтринные спектры были получены методом измерения бета-спектров осколков деления в эксперименте ILL в 1982–1989 гг. [9, 10]. В этих спектрах наблюдается слабый подъем в области 6 МэВ, который не дотягивает до наблюдаемого в экспериментах. Это может быть связано с некоторой некорректностью преобразования измеренного спектра бета-электронов в антинейтрино.

В 1990 г. был получен первый экспериментальный спектр антинейтрино в эксперименте на Ровенской АЭС [11]. Этот спектр отвечал определенному составу активной зоны ядерного реактора и был получен в виде формулы, описывающей спектр в среднем. Позднее была разработана методика, позволившая преобразовать измеренный спектр позитронов реакции ОБР в спектр антинейтрино, который удалось разделить на составляющие его компоненты — спектры четырех делящихся изотопов в [12].

Спектр антинейтрино от делящегося изотопа, казалось бы, несложно рассчитать, зная вероятности рождения осколков, но на практике все оказывается сложнее. Короткоживущие осколки в основном находятся вдалеке от линии бета-стабильности. Многие из них неизвестно как распадаются, а их количество достигает четверти всех осколков, поэтому расчетный спектр антинейтрино не описывает наблюдаемый в эксперименте спектр при большой статистике.

В первых расчетах спектра антинейтрино [13–16] от деления урана использовалось около 500 осколков, распределенных по двугорбой кривой массового распределения осколков. Выходы осколков описывались при помощи функции Гаусса внутри зарядовой цепочки при данной массе осколка. В настоящее время базы данных осколков деления насчитывают более тысячи ядер с массовым числом A от 58 до 184, а с учетом тройного деления добавляются и легкие ядра с массой от 1 до 15. Однако данные для осколков по прямому выходу при делении и схемам распада остаются неточными и в настоящее время. Чрезвычайно трудно определить выход осколка при делении, если время его жизни намного меньше одной секунды, не говоря уж о вероятностях бета-переходов осколка в дочернее ядро. В основном

данные о бета-переходах короткоживущих ядер являются оценочными по аналогии с известными долгоживущими или расчетными на основании известных закономерностей из ядерной физики. Из 948 ядер (вместе с возбужденными состояниями), используемых в нашем расчете, известными можно считать 385 ядер, включая 92 стабильных. Еще 231 относятся к оцененным и 332 являются неизвестными.

В настоящей работе представлен новый расчет спектров антинейтрино делящихся изотопов, основанный на модернизированной нами базе данных осколков деления. В нашей базе данных для осколков с неизвестными схемами распадов использовалась силовая функция для описания вероятностей бета-переходов ядра. Силовая функция подбиралась для наилучшего описания спектров антинейтрино, полученных экспериментально в Ровенском эксперименте [12].

2. РАСЧЕТ СПЕКТРА АНТИНЕЙТРИНО

В реакторе $\bar{\nu}_e$ рождается при бета-распадах перегруженных нейтронами осколков деления. Осколки же появляются в результате реакции деления тяжелых ядер урана и плутония, составляющих топливо ядерного реактора. При этом набор осколков является характерным для каждого делящегося изотопа. Соответственно и спектры антинейтрино будут индивидуальными для каждого ядра, испытывающего деление.

Во Введении было сказано, что спектр антинейтрино ядерного реактора формируется четырьмя изотопами урана и плутония. В расчете получают спектры этих четырех изотопов независимо. Спектр $\bar{\nu}_e$ реактора в любой момент времени является суперпозицией спектров этих изотопов с весами, соответствующими их долям делений в активной зоне ядерного реактора.

Метод расчета заключается в суммировании индивидуальных спектров $\bar{\nu}_e$ от всех продуктов деления с учетом их выходов в процессе деления. Спектр антинейтрино или бета-частиц от продуктов деления ядерного топлива в реакторе описывается выражением

$$f_{\nu}(E) = \sum_{j,k} Y_j b_{j,k} S_{j,k}(E), \quad (2)$$

где Y_j — прямой выход осколка при делении. Все выходы в сумме равны двум $\sum_j Y_j = 2$, подразумевая два осколка при делении. Осколок часто имеет множество бета-переходов на возбужденные уровни дочернего ядра. $S_{j,k}(E) - \bar{\nu}_e$ или бета-спектр осколка, $b_{j,k}$ — вероятность бета-перехода

осколка j по каналу k . Спектры $S_{j,k}(E)$ нормируются на единицу. Форма бета-спектра представляется следующей формулой для разрешенного бета-перехода:

$$S(E_e, E_0, Z) = K p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \times \quad (3) \\ \times F(Z, E_e) C(Z, E_e) (1 - \delta(Z, A, E_e)),$$

где K — нормировочный фактор, p_e и E_e — импульс и полная энергия вылетающего электрона, E_0 — граничная энергия бета-перехода, $F(Z, E_e)$ — функция Ферми, учитывающая влияние кулоновского поля ядра на энергию бета-частицы, $C(Z, E_e)$ — коэффициент, учитывающий зависимость импульса от ядерного матричного элемента, и $\delta(Z, A, E_e)$ — фактор формы энергетического спектра. В нашем расчете мы полагали $C(Z, E_e) = 1$ и $\delta(Z, A, E_e) = 0$. Для расчета спектра антинейтрино следует вместо E_e подставить $E_0 - E_\nu$.

Для расчета спектра антинейтрино мы использовали базу данных МАГАТЭ [17] по осколкам деления. Эта база скомпилирована из нескольких баз ядерных данных и может считаться наиболее полной. Всего осколков, участвующих в создании спектра антинейтрино, около 1050. Из них 332 имеют неизвестные схемы распада и оцененный период полураспада, который много меньше одной секунды. В основном эти осколки имеют малый выход на акт деления, но большую энергию бета-перехода (Q_β).

В базе данных содержатся данные о вероятности рождения ядра с массой A и зарядом Z при делении ряда тяжелых ядер. Вероятность рождения ядра называется прямым выходом осколка при делении. Если просуммировать прямые выходы осколков, предшествующих выбранному в цепочке бета-распадов, то получится кумулятивный выход данного осколка. Кумулятивные выходы для стабильных изотопов всех осколков показаны на рис. 1.

В базу данных были включены легкие осколки ($A = 1$ до $A = 15$) от водорода до углерода, которые дают вклад в спектр антинейтрино в случае тройного деления.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЯ В РОВЕНСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

В конце 80-х гг. прошлого столетия на Ровенской АЭС был выполнен эксперимент по измерению спектра антинейтрино при помощи небольшого по нынешним меркам детектора (чувствительный объем $\sim 0.5 \text{ м}^3$) [11]. За три года измерений (с 1988 по 1990 гг.) было набрано рекордное для того

времени количество нейтринных событий, 174 тыс. Для регистрации антинейтрино использовалась реакция ОБР (1).

Кинетическая энергия позитрона T реакции (1) в первом приближении приблизительно равна энергии антинейтрино E за вычетом пороговой энергии и энергии отдачи нейтрона $T \approx E - \Delta - r_n$ ($\Delta = 1.806 \text{ МэВ}$, а r_n — менее 20 кэВ).

Экспериментальный спектр позитронов представляет собой свертку спектра антинейтрино с сечением реакции обратного бета-распада и функцией отклика детектора

$$S_e(T) = \int \rho_\nu(E) \sigma_{\nu p}(E) R(T, E) dE, \quad (4)$$

где реакции $S_e(T)$ — спектр позитронов, $\rho_\nu(E)$ — спектр антинейтрино, $\sigma_{\nu p}(E)$ — сечение реакции ОБР (1) и $R(T, E)$ — функция отклика детектора.

Для решения уравнения (4) и получения спектра антинейтрино использовалась расчетная функция отклика детектора, полученная моделированием процесса регистрации позитронов в детекторе для ряда энергий позитронов. Спектр антинейтрино искался в виде экспоненциальной функции с полиномом десятой степени в показателе степени. В полиноме были оставлены три члена: первой, второй и десятой степеней. Таким образом, для описания спектра антинейтрино были использованы четыре параметра: нормировочный множитель и три коэффициента при степенях энергии антинейтрино

$$\rho_\nu(E) = C_1 \exp(C_2 E + C_3 E^2 + C_4 (E/8)^{10}). \quad (5)$$

Были найдены коэффициенты функции, описывающей поведение спектра антинейтрино (5): $C_1 = 5.09$, $C_2 = -0.648$, $C_3 = -0.0273$, $C_4 = -1.411$. Этот спектр отвечает определенному составу активной зоны (АЗ) ядерного реактора по доле делений тяжелых изотопов: $\alpha(^{235}\text{U}) = 0.586$, $\alpha(^{238}\text{U}) = 0.075$, $\alpha(^{239}\text{Pu}) = 0.292$, $\alpha(^{241}\text{Pu}) = 0.047$.

Позднее, в работе [12], спектр позитронов был преобразован в спектр антинейтрино методом перевода наблюдаемого в детекторе спектра в шкалу энергий антинейтрино, исключения из него влияния детектора и деления на сечение реакции ОБР. Затем из реакторного спектра были выделены спектры антинейтрино отдельных изотопов ядерного топлива (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu) при известном составе топлива в активной зоне.

Спектр антинейтрино ^{235}U оказался похож по форме на расчетные спектры других авторов [9, 10]. Отличие состояло в наличии выпуклости в районе 6 МэВ, что соответствует наблюдающейся аномалии в спектрах антинейтрино в наблюдаемой

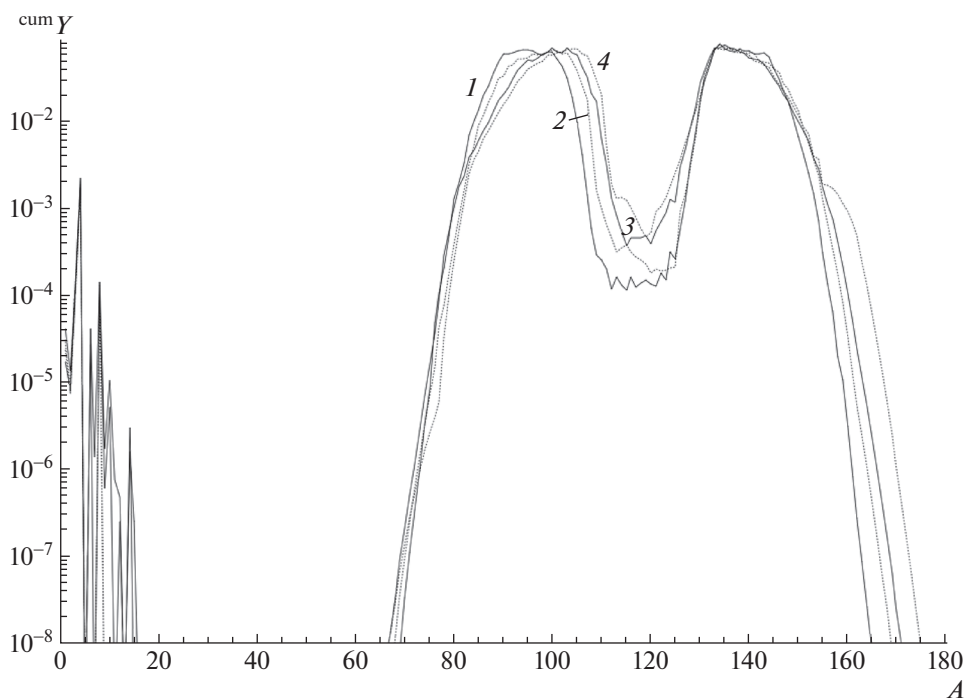


Рис. 1. Распределение выходов осколков ^{cum}Y на акт деления для четырех делящихся изотопов: 1 — ^{235}U , 2 — ^{238}U , 3 — ^{239}Pu , 4 — ^{241}Pu , находящихся в составе ядерного топлива. Данные приведены по базе данных [17]. В области малых значений массы осколка наблюдаются легкие ядра, принимающие участие в тройном делении.

энергии 5 МэВ во всех реакторных экспериментах. Также в нем наблюдалась увеличенная по сравнению с расчетным часть спектра в районе от порога реакции ОБР (1.806 МэВ) до примерно 2.5–3 МэВ, что может быть связано с регистрацией антинейтрино из бассейна-отстойника отработанного топлива, расположенного непосредственно вблизи ядерного реактора, и неполным удалением энергетического разрешения детектора.

Спектры антинейтрино, полученные в [12], можно назвать экспериментальными, так как впервые был реализован метод преобразования наблюдаемого спектра позитронов реакции ОБР в спектр антинейтрино.

4. ПОДГОНКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ РАСЧЕТОМ

Как было показано выше, количество осколков деления с неизвестными схемами распада довольно велико и составляет примерно одну треть от всех осколков. Это и ожидаемо, так как тяжело экспериментально получить бета- и гамма-спектры ядер со временем распада менее одной секунды. Во многих случаях схемы распада и вероятности бета-переходов таких ядер являются оцененными по аналогии со сходными ядрами, имеющими больший период полураспада, или с ядрами, которые легко получить, облучая нейтронами стабильные изотопы.

Мы решили использовать ядра с неизвестными схемами распада, чтобы добиться лучшего согласования расчетных спектров антинейтрино и полученных в результате анализа данных измерений в Ровно [11] в работе [12].

В методе расчета, описанном выше, используется база данных, включающая осколки с неизвестными схемами распада. У них, как правило, большая энергия бета-распада Q_β , но вероятности бета-переходов неизвестны. При расчете обычно используется упрощенная схема распада: с одним, либо двумя-тремя уровнями дочернего ядра. Мы заменили этот подход на использование многоуровневой системы дочернего ядра своеобразной силовой функцией. Вероятности бета-переходов распределили по функции Гаусса со средним значением, лежащим в диапазоне энергий от 2 МэВ до Q_β , и дисперсией, равной 20% от средней энергии. Средняя энергия подбиралась как параметр, равный некоторой доле от Q_β . Подбор средней энергии осуществлялся методом минимизации функционала, составленного из расчетных и экспериментальных спектров

$$\chi^2 = \sum_{k=5,8,9,1} \sum_{i=1,2,3} \left(\frac{y_{i,k}^{\text{exp}} - y_{i,k}^{\text{calc}}}{\sigma_{i,k}^{\text{exp}}} \right)^2, \quad (6)$$

где $y_{i,k}^{\text{exp}}$ — экспериментальный спектр антинейтри-

Таблица 1. Результат подгонки экспериментальных спектров антинейтрино при 92 степенях свободы (4 спектра по 23 бина) при помощи силовой функции с использованием функции Ферми ($F(Z, A)$) и без

Применение силовой функции	$F(Z, A)$	χ^2
Неизвестные осколки	“+”	2598
	“-”	892
Неизвестные и оцененные осколки	“+”	290
	“-”	95

но из [12], $y_{i,k}^{\text{calc}}$ — расчетный спектр, $\sigma_{i,k}^{\text{exp}}$ — погрешность экспериментального спектра.

Для подгонки была выбрана часть экспериментальных спектров выше 3.5 МэВ, чтобы отрезать низкоэнергетическую часть, где мог присутствовать спектр от отработанного ядерного топлива, находящегося в бассейне-отстойнике рядом с ядерным реактором, и который мог увеличивать экспериментальный спектр по сравнению с чистым спектром от осколков деления. На каждом этапе минимизации создавался новый расчетный спектр при изменении средней энергии бета-переходов неизвестных осколков.

При расчете спектров антинейтрино возникает вопрос: как правильно считать спектр? Нужно ли в антинейтринном спектре учитывать функцию Ферми в формуле (3)? Нейтрино — нейтральная, ультрарелятивистская частица, и она не должна взаимодействовать с электрическими полями ядра и электронных оболочек в отличие от электрона. Согласно современным представлениям, бета-распад происходит через испускание W^- -бозона d -кварком, который в свою очередь распадается на электрон и антинейтрино. Если бы W^- -бозон успевал вылететь из атома до распада — тогда необходимо было бы учитывать функцию Ферми и для антинейтрино, но если нет — то не надо. Время жизни W^- -бозона около 10^{-25} с, за это время W^- -бозон успевает пройти путь менее одного радиуса нуклона. При неиспользовании функции Ферми для расчета антинейтринного спектра индивидуальные спектры антинейтрино и электрона оказываются не точно зеркальными. Вопрос о необходимости проверки симметрии бета- и антинейтринного спектров поднимался в работе [18].

Мы проделали минимизацию для двух случаев: с использованием функции Ферми и без использования функции Ферми. Выше было показано, что база данных для осколков содержит примерно по трети известных, неизвестных и оцененных данных по бета-переходам. Оцененные данные могут быть верны с некоторой долей вероятности. Силовая

функция применялась как для неизвестных, так и для оцененных осколков, считая их тоже неизвестными.

После проведения минимизации были получены следующие значения χ^2 для всех случаев, указанных выше (табл. 1). Для всех четырех спектров антинейтрино использовалось 92 бина, по 23 бина на спектр. Наилучшее согласие для расчетных спектров с экспериментальными наблюдается в случае, когда не используется функция Ферми и силовая функция применяется как к неизвестным, так и оцененным осколкам. Это косвенно говорит в пользу несимметрии бета- и антинейтринного спектров. Попытка описать экспериментальные спектры, варьируя схемы распада только неизвестных осколков и с использованием функции Ферми, привела к значению χ^2 во много раз большему.

В результате минимизации была получена модернизированная база данных осколков деления. В этой базе вероятности бета-переходов для неизвестных и оцененных осколков описаны силовой функцией. На рис. 2 показаны новые расчетные спектры антинейтрино, полученные данной методикой в сравнении с экспериментальными спектрами [12].

С использованием модифицированной базы осколков деления были рассчитаны спектры антинейтрино всех делящихся изотопов ядерного топлива при облучении в реакторе на протяжении двух лет. Результат показан в табл. 2.

Число антинейтрино на акт деления делящихся изотопов (интеграл спектра антинейтрино) и сечение реакции ОБР для каждого спектра (свертка спектра антинейтрино с сечением реакции ОБР) приведены в табл. 3 и 4. Для расчета сечений реакции ОБР использовалось сечение для моноэнергетического антинейтрино, взятое из [19]. В табл. 4 приведены также сечения по расчетным спектрам ряда других авторов.

На рис. 3 показаны рассчитанные нами спектры антинейтрино с модифицированной базой осколков деления для ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Мы провели сравнение спектра, рассчитанного по нашим спектрам с составом АЗ реактора ровенского эксперимента с экспериментальным спектром антинейтрино в виде формулы (5) из [11]. Отношение смеси наших спектров при данном составе АЗ к спектру (5) приведено на рис. 4. Спектр в виде формулы является гладкой функцией и описывает поведение реакторного спектра в среднем, в то время как восстановленный по бинам спектр и расчетный имеют структуру, соответствующую реальному спектру.

На рис. 5 приведено отношение спектров антинейтрино отдельных изотопов к спектрам популярных в настоящее время Хьюбера—Мюллера из работ [7, 8].

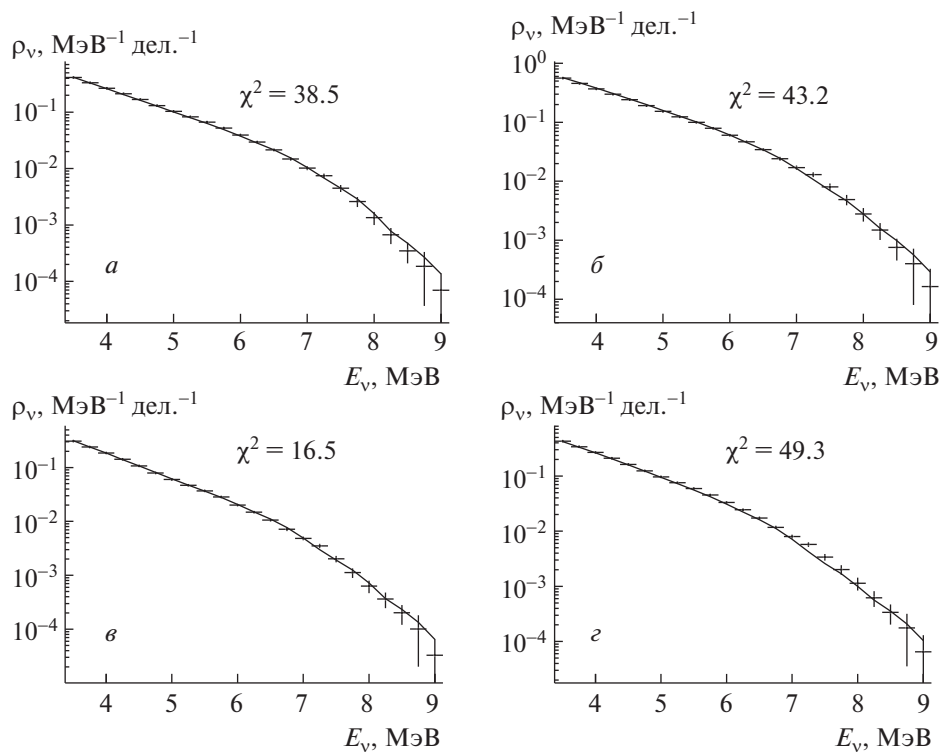


Рис. 2. Результат подгонки экспериментальных спектров антинейтрино из [12] расчетными: *a* — ^{238}U , *б* — ^{235}U , *в* — ^{241}Pu , *г* — ^{239}Pu . Точки с ошибкой — экспериментальные спектры, кривая — подгоночный расчетный спектр.

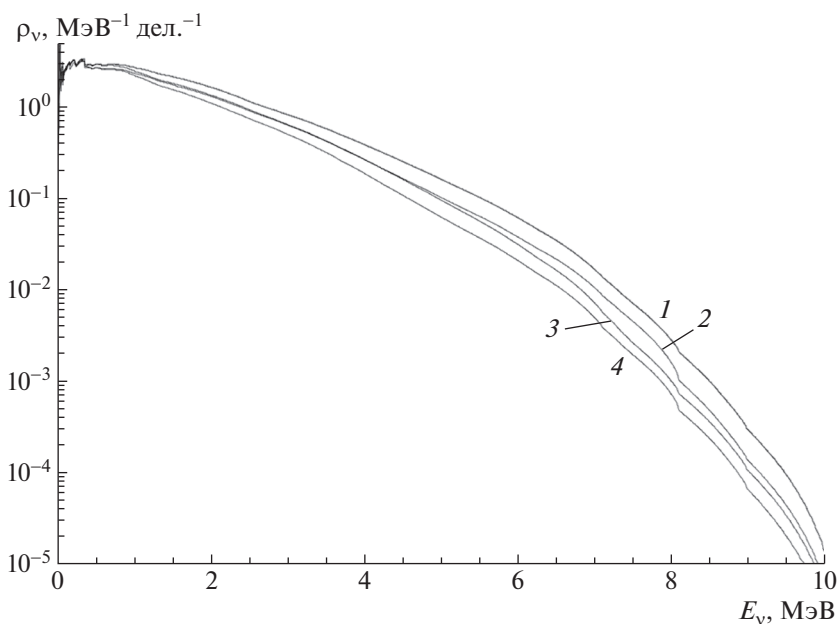


Рис. 3. Рассчитанные с новой базой осколков деления спектры антинейтрино: *1* — ^{238}U , *2* — ^{235}U , *3* — ^{241}Pu , *4* — ^{239}Pu . Полные интегралы спектров, равные среднему числу антинейтрино на деление, приведены в табл. 3.

На рис. 6 представлено отношение спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu . Здесь же показано отношение бета-спектров этих же изотопов из работ

Копейкина и др. [21] и ILL [10]. В большей части энергий отношение наших спектров совпадает с отношением [21]. Наблюдаемое отличие в области энергий больше 8 МэВ может объясняться кра-

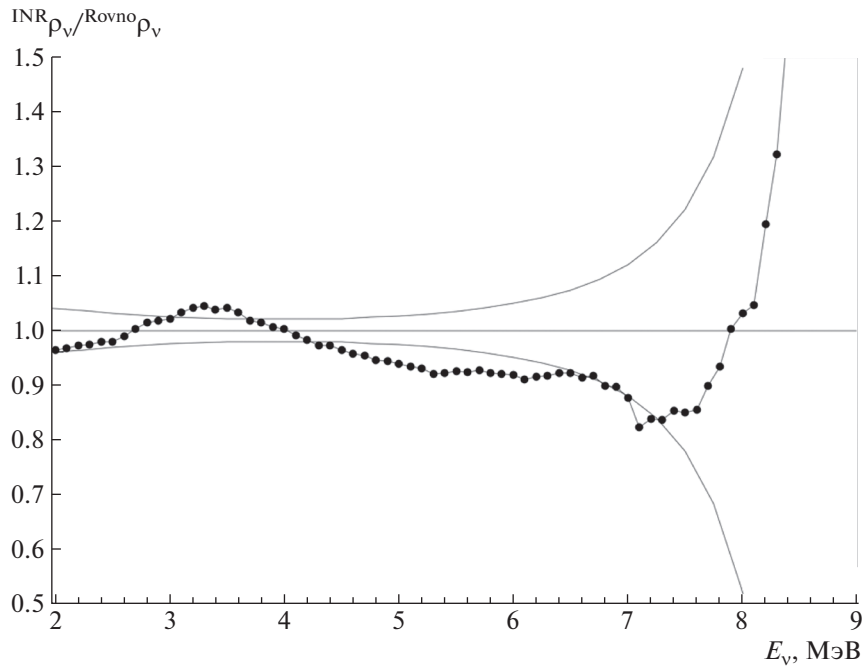


Рис. 4. Отношения спектра антинейтрино, полученного из смеси спектров данной работы, к спектру из работы [11] при одинаковом составе топлива — кривая с черными точками. Спектр работы [11] вычислен по формуле (5). Погрешность показана для экспериментального Ровенского спектра сплошными линиями выше и ниже значения “1”.

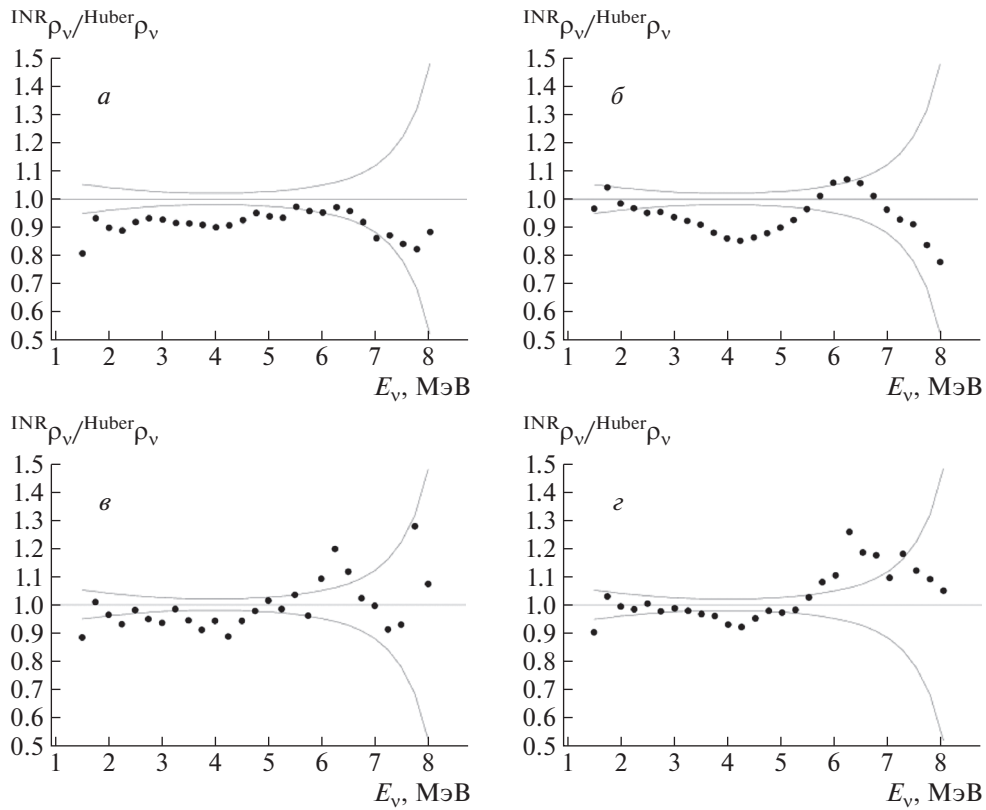


Рис. 5. Отношения спектров антинейтрино, полученных в данной работе, к спектрам из работ [7, 8] (черные точки): *a* — ^{235}U , *б* — ^{238}U , *в* — ^{239}Pu , *г* — ^{241}Pu . Показана оцененная погрешность наших спектров — сплошные кривые сверху и снизу от показанного значения “1”.

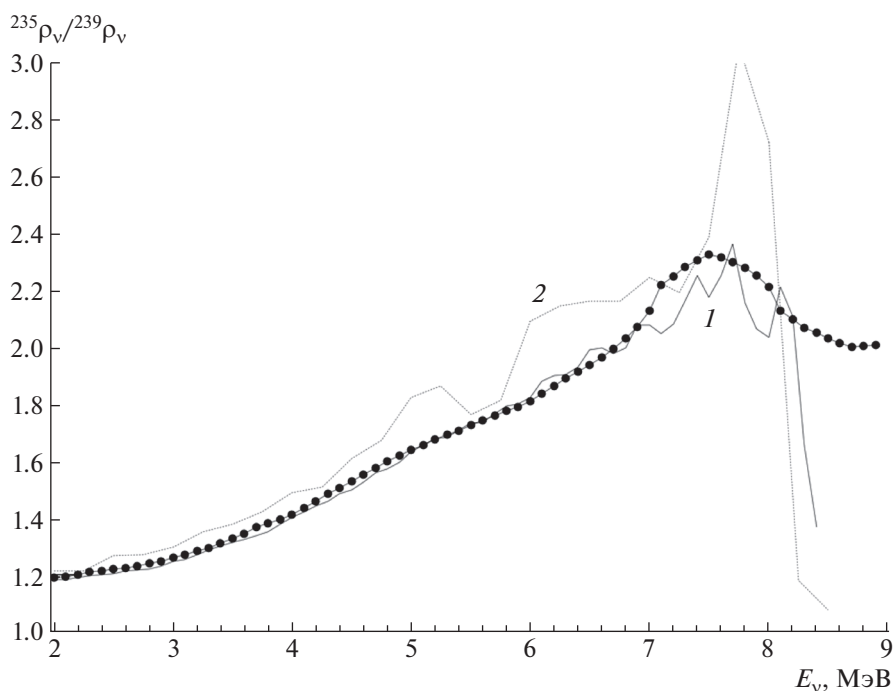


Рис. 6. Отношение спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu , полученных в данной работе (черные точки). Отношение спектров бета-электронов тех же изотопов, измеренных в [21] — 1 (сплошная кривая) и отношение спектров антинейтрино ILL [9, 10] — 2 (штриховая).

евым эффектом, который имеет место в эксперименте для электронов больших энергий. Например, в эксперименте ILL все три спектра после 8.5 МэВ выглядят, как один. Такое возможно из-за конечного диаметра трубы, по которой электроны магнитным полем вытягивались из АЗ реактора на спектрометр, более энергичные рассеивались на стенках и теряли энергию.

Отношение рассчитанных по нашим спектрам сечений $\sigma_f(^{235}\text{U})/\sigma_f(^{239}\text{Pu}) = 1.45$ такое же, как в работе [21].

5. ДИСКУССИЯ

Рассчитанные сечения реакции ОБР для спектров антинейтрино из ряда работ приведены в табл. 4. В последней колонке этой таблицы дано усредненное сечение реакции ОБР для спектра, соответствующего составу АЗ при измерении в эксперименте Double Chooz [4]. В работе Double Chooz [4] было получено экспериментальное значение сечения реакции ОБР для состава ядерного топлива по числу делений с точностью 1%: ^{235}U — 0.52, ^{238}U — 0.087, ^{239}Pu — 0.333 и ^{241}Pu — 0.06. $\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43}$ см²/деление. В эксперименте в Ровно [11] измеренное сечение было $\sigma_f = (6.0 \pm 0.3) \times 10^{-43}$ см²/деление для состава активной зоны: ^{235}U — 0.586, ^{238}U — 0.075,

^{239}Pu — 0.292 и ^{241}Pu — 0.047. Измеренные сечения хорошо согласуются в пределах экспериментальной ошибки и с поправкой на состав активной зоны. До 2020 г. самым точным измерением сечения реакции ОБР было в эксперименте Bugey-4 [20]. Долгое время эксперимент Bugey-4 являлся эталоном для других экспериментов, имея погрешность измерения 1.4%. Измеренное в [20] сечение было $\sigma_f = (5.752 \pm 0.081) \times 10^{-43}$ см²/деление для состава активной зоны: ^{235}U — 0.538, ^{238}U — 0.078, ^{239}Pu — 0.328 и ^{241}Pu — 0.056.

Из табл. 4 видно, что сечение Double Chooz лучше всего описывается нашими расчетными спектрами и спектрами, преобразованными из измерения бета-спектров в ILL [9, 10]. Остальные сечения отличаются от экспериментального на более чем одно стандартное отклонение Double Chooz.

В табл. 5 представлены экспериментальные сечения реакции ОБР, измеренные с наилучшей точностью. К величинам сечения с точностью 1% и 1.4% добавилось значение эксперимента Daya Bay [22], имеющее точность 2%.

Недавно был выполнен эксперимент по измерению отношения спектров ^{235}U и ^{239}Pu на реакторе НИЦ “Курчатовский институт” [21]. На базе этих измерений были переоценены спектры ^{235}U и ^{238}U . Результат вычислений сечений по этим спектрам приведен в последней строке табл. 4. Со звездочкой

Таблица 2. Спектры антинейтрино за два года облучения топлива в единицах МэВ^{-1} деление $^{-1}$

$E, \text{МэВ}$	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
1.50	1.73	2.11	1.53	1.79
1.75	1.50	1.87	1.30	1.56
2.00	1.29	1.61	1.08	1.32
2.25	1.08	1.37	8.96×10^{-1}	1.12
2.50	8.97×10^{-1}	1.13	7.36×10^{-1}	9.22×10^{-1}
2.75	7.51×10^{-1}	9.55×10^{-1}	6.08×10^{-1}	7.64×10^{-1}
3.00	6.23×10^{-1}	8.09×10^{-1}	4.94×10^{-1}	6.32×10^{-1}
3.25	5.15×10^{-1}	6.86×10^{-1}	4.00×10^{-1}	5.22×10^{-1}
3.50	4.16×10^{-1}	5.70×10^{-1}	3.14×10^{-1}	4.21×10^{-1}
3.75	3.31×10^{-1}	4.67×10^{-1}	2.41×10^{-1}	3.34×10^{-1}
4.00	2.62×10^{-1}	3.81×10^{-1}	1.85×10^{-1}	2.64×10^{-1}
4.25	2.06×10^{-1}	3.08×10^{-1}	1.40×10^{-1}	2.05×10^{-1}
4.50	1.63×10^{-1}	2.49×10^{-1}	1.07×10^{-1}	1.60×10^{-1}
4.75	1.29×10^{-1}	2.00×10^{-1}	8.11×10^{-2}	1.23×10^{-1}
5.00	1.01×10^{-1}	1.59×10^{-1}	6.16×10^{-2}	9.44×10^{-2}
5.25	7.97×10^{-2}	1.27×10^{-1}	4.73×10^{-2}	7.27×10^{-2}
5.50	6.30×10^{-2}	1.01×10^{-1}	3.65×10^{-2}	5.59×10^{-2}
5.75	4.93×10^{-2}	7.93×10^{-2}	2.79×10^{-2}	4.23×10^{-2}
6.00	3.75×10^{-2}	6.06×10^{-2}	2.07×10^{-2}	3.10×10^{-2}
6.25	2.82×10^{-2}	4.55×10^{-2}	1.50×10^{-2}	2.23×10^{-2}
6.50	2.14×10^{-2}	3.42×10^{-2}	1.10×10^{-2}	1.62×10^{-2}
6.75	1.55×10^{-2}	2.45×10^{-2}	7.69×10^{-3}	1.12×10^{-2}
7.00	1.05×10^{-2}	1.65×10^{-2}	4.91×10^{-3}	7.12×10^{-3}
7.25	6.77×10^{-3}	1.07×10^{-2}	2.99×10^{-3}	4.26×10^{-3}
7.50	4.47×10^{-3}	7.00×10^{-3}	1.92×10^{-3}	2.59×10^{-3}
7.75	2.87×10^{-3}	4.64×10^{-3}	1.26×10^{-3}	1.69×10^{-3}
8.00	1.59×10^{-3}	2.79×10^{-3}	7.18×10^{-4}	1.00×10^{-3}
8.25	7.74×10^{-4}	1.59×10^{-3}	3.71×10^{-4}	5.64×10^{-4}
8.50	4.75×10^{-4}	9.87×10^{-4}	2.34×10^{-4}	3.56×10^{-4}
8.75	2.68×10^{-4}	5.66×10^{-4}	1.34×10^{-4}	2.07×10^{-4}
9.00	1.35×10^{-4}	2.91×10^{-4}	6.47×10^{-5}	1.04×10^{-4}

приведен результат вычислений, выполненный авторами в [21]. Отношение наших спектров антиней-

трино ^{235}U и ^{239}Pu совпадает с отношением бета-спектров этих же изотопов, полученным в [21].

Таблица 3. Число антинейтрино на акт деления, $n_{\bar{\nu}}$ [деление $^{-1}$]

^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
5.962	7.106	5.419	6.221

Ранее был выполнен эксперимент по измерению бета-спектра ^{238}U [23], в котором впервые был получен конвертированный по аналогичной методике [9, 10] спектр антинейтрино ^{238}U . Эксперимент проводился в потоке быстрых нейтронов. Полученный спектр согласуется со спектром работы [7]. Сечение оказалось близко к данным спектра Фогеля [12] и нашего из данной работы.

Таблица 4. Сечение реакции ОБР до 9 МэВ, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [см²/деление]

	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	DC
Эта работа	6.241	9.089	4.269	5.948	5.815
ILL [9, 10]	6.395	8.903	4.185	5.768	5.840
Vogel [12]	6.498	9.135	4.508	6.520	6.066
МИФИ [14]	6.404	9.267	4.383	6.489	5.985
Huber & Mueller [7, 8]	6.658	10.08	4.364	6.031	6.154
Копейкин [20]	6.308	9.395	4.33*	6.01*	5.900

* Посчитано авторами.

Таблица 5. Сечения реакции ОБР с новыми спектрами антинейтрино для экспериментов с большой статистикой

Эксперимент	Состав активной зоны				${}^i\sigma_f \times 10^{43}$ [см ² /деление]	${}^{\text{INR}}\sigma_f \times 10^{43}$ [см ² /деление]	R
	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu			
DC [4]	0.520	0.087	0.333	0.060	5.71 ± 0.06	5.815	0.982
Vogey-4 [20]	0.538	0.078	0.328	0.056	5.752 ± 0.08	5.800	0.992
Daya Bay [22]	0.561	0.076	0.307	0.056	5.91 ± 0.12	5.836	1.013

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы представили новый расчет спектров антинейтрино делящихся изотопов урана и плутония, основанный на модернизированной нами базе данных осколков деления. В имеющейся базе данных для осколков с неизвестными схемами распадов использовалась силовая функция для описания вероятностей бета-переходов ядра. Силовая функция подбиралась для наилучшего описания спектра антинейтрино, полученного экспериментально в Ровенском эксперименте.

Был исследован вопрос необходимости использования функции Ферми при расчете индивидуальных спектров антинейтрино осколков деления. Экспериментальные спектры антинейтрино лучше описываются без использования функции Ферми. При неиспользовании функции Ферми для расчета антинейтринного спектра индивидуальные спектры антинейтрино и электрона оказываются не точно зеркальными. Вопрос о необходимости проверки симметрии бета- и антинейтринного спектров поднимался в работе [18]. Этот вопрос остается открытым и требует более глубокого анализа.

Сделано сравнение полученных в нашей работе спектров антинейтрино со спектрами [7, 8] и экспериментальными спектрами [12]. Для спектров [7, 8] наблюдается отличие в области 6 МэВ энергии нейтрино, которое характерно для экспериментальных спектров в области 5 МэВ наблюдаемой

энергии. Со спектрами из [12] наблюдается хорошее согласие, за исключением мягкой области, где могло сказаться недостаточное удаление функции отклика и влияние спектров обработанного топлива.

Сравнение отношения спектров антинейтрино ²³⁵U и ²³⁹Pu хорошо согласуется с выполненным в НИЦ “Курчатовский институт” измерением отношения бета-спектров этих изотопов. Вычисленные сечения для спектров ²³⁵U и ²³⁹Pu дают отношение такое же, как и в работе [21] НИЦ “Курчатовского института”, и отношение сечений урана и плутония $\sigma_f(^{235}\text{U})/\sigma_f(^{239}\text{Pu}) = 1.45$.

Полученные силовые функции для бета-переходов короткоживущих ядер могут быть проверены и уточнены методами ядерной физики.

Авторы выражают благодарность Л.Б. Безрукову за полезные дискуссии и поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Zacek, F. v. Feilitzsch, R. L. Mössbauer, L. Oberauer, V. Zacek, F. Boehm, P. H. Fisher, J. L. Gimlett, A. A. Hahn, H. E. Henrikson, H. Kwon, J. L. Vuilleumier, and K. Gabathuler, Phys. Rev. D **34**, 2621 (1986).
2. B. Achkar, R. Aleksan, M. Avenier, G. Bagieu, J. Bouchez, R. Brissot, J.-F. Cavaignac, J. Collot, M.-C. Cousinou, J. P. Cussonneau, Y. Declais, Y. Dufour, J. Favier, F. Garciaz, E. Kajfasz, H. de Kerret, *et al.*, Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).

3. F. Reines, H. Curr, and H. Sobel, Phys. Rev. Lett. **37**, 315 (1976).
4. H. de Kerret *et al.* (Double Chooz Collab.), Nat. Phys. **16**, 558 (2020).
5. S. G. Yoon *et al.* (RENO Collab.), Phys. Rev. D **104**, L111301 (2021); arXiv: 2010.14989 [hep-ex].
6. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), Chin. Phys. C **45**, 073001 (2021); arXiv: 2102.04614 [hep-ex].
7. 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, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011).
8. P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011).
9. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch, Phys. Lett. B **160**, 325 (1985).
10. A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, Phys. Lett. B **218**, 365 (1989).
11. Ю. В. Климов, В. И. Копейкин, А. А. Лабзов, Л. А. Микаэлян, К. В. Озеров, В. В. Синева, С. В. Толоконников, ЯФ **52**, 1574 (1990).
12. В. В. Синева, ЯФ **76**, 578 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 537 (2013)].
13. В. И. Копейкин, ЯФ **32**, 1507 (1980).
14. P. Vogel, R. E. Schenter, F. M. Mann, and G. K. Schenter, Phys. Rev. C **24**, 1543 (1981).
15. H. V. Klapdor and J. Metzinger, Phys. Rev. Lett. **48**, 127 (1982).
16. П. М. Рубцов, П. А. Ружанский, В. Г. Александрин, С. В. Родичев и др., ЯФ **46**, 1028 (1987); V. G. Alexankin, S. V. Rodichev, P. M. Rubtsov, and P. A. Ruzhansky, *Труды международной школы "Физика слабых взаимодействий при низких энергиях", LEWI-90* (Дубна, 1991).
17. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>
18. S. Silaeva and V. Sinev, arXiv: 2102.12991 [hep-ph].
19. A. Strumia and F. Vissani, Phys. Lett. B **564**, 42 (2003).
20. Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefèvre, M. Obolensky, A. Etenko, Yu. Kozlov, I. Machulin, V. Martemianov, L. Mikaelyan, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, and V. Vyrodov, Phys. Lett. B **338**, 383 (1994).
21. V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, arXiv: 2103.01684 [nucl-ex].
22. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), Chin. Phys. C **41**, 13002 (2017); arXiv: 1607.05378 [hep-ex].
23. N. Haag, A. Gutlein, M. Hofmann, L. Oberauer, W. Potzel, K. Schreckenbach, and F. M. Wagner, Phys. Rev. Lett. **112**, 122501 (2014); arXiv: 1312.5601 [nucl-ex].

NEW ANTINEUTRINO SPECTRA FROM NUCLEAR REACTOR FISSILE ISOTOPES: EXPERIMENT AND CALCULATION

A. P. Vlasenko^{1),2)}, P. Yu. Naumov²⁾, S. V. Silaeva¹⁾, V. V. Sinev¹⁾

¹⁾*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

New antineutrino spectra of fissile isotopes constituting the fuel of a nuclear reactor have been obtained. A combined technique was used: calculation of the antineutrino spectra and their fitting to those obtained in the experiment at the Rovno NPP in the 1980s. The cross sections of fissile isotopes calculated with these spectra perfectly describe the experimentally obtained cross section in the Double Chooz experiment $^{DC}\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43} \text{ cm}^2/\text{fission}$. The cross section obtained from the calculated spectra for the same composition of nuclear reactor core is $^{INR}\sigma_f = (5.82 \pm 0.12) \times 10^{-43} \text{ cm}^2/\text{fission}$. For the obtained spectra, there is no problem of spectrum bump in the region of 5 MeV in the observed energy of the positron spectrum.