

СОХРАНЕНИЕ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА В ПРОЦЕССАХ β -РАСПАДА

А. А. Боровой *, Ю. А. Плис, В. А. Ходель *

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

* Сотрудники Института атомной энергии им. И. В. Курчатова.

АННОТАЦИЯ

Дан обзор последних данных, связанных с сохранением лептонного заряда в процессах β -распада. Обсуждаются эксперименты по поиску безнейтринного двойного β -распада и рассматриваются теоретические оценки ядерных матричных элементов этого процесса. Описаны опыты по поиску обратных β -процессов, запрещенных законом сохранения лептонов. Даются оценки верхней границы параметра, описывающего возможное несохранение лептонов, которые можно получить из различных экспериментов.

ABSTRACT

The review of recent data concerning lepton charge conservation in the beta decay processes has been made. The experiments on the search for the neutrinoless double beta decay and the evaluations of the nuclear matrix elements are discussed. The experiments on the search for the reciprocal beta decay with lepton nonconservation are viewed. Estimates of the upper limit of the lepton nonconservation parameter, received from the different experiments, are given.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что существует четыре отличающихся друг от друга типа нейтрино. Два из них — электронное нейтрино и антинейтрино (ν_e и $\bar{\nu}_e$) — связаны с электроном, а два — мюонное нейтрино и антинейтрино (ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$) — с мюоном. Никаких электромагнитных свойств у этих частиц не обнаружено. Известно, что они участвуют только в слабых взаимодействиях и ведут себя совершенно по-разному. Так, электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$, испускаемое продуктами деления, индуцирует обратный β -распад (реакция Райниса—Коуэна), однако этот процесс не вызывается ни мюонным нейтрино, возникающим при ($\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$)-распаде, ни электронным нейтрино ν_e , появляющимся при распаде протонов ядра.

Различия между нейтрино можно интерпретировать в терминах особого квантового числа—лептонного заряда, или лептонного числа, предположительно сохраняющегося во всех процессах [1—3]. Существует несколько способов его определения.

Наиболее употребительна схема, в которой имеется два независимых аддитивных лептонных заряда — электронный L_e и мюонный L_μ :

$$L_e = +1 \text{ для } e^-, \nu_e; \quad L_\mu = +1 \text{ для } \mu^-, \nu_\mu;$$

$$L_e = -1 \text{ для } e^+, \bar{\nu}_e; \quad L_\mu = -1 \text{ для } \mu^+, \bar{\nu}_\mu;$$

$L_e = L_\mu = 0$ для всех остальных частиц.

В качестве примера разрешенных реакций можно привести следующие процессы:

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z+1, N-1) + e^- + \bar{\nu}_e; \quad (\text{B.1})$$

$$\nu_e + A(Z, N) \rightarrow A(Z+1, N-1) + e^- \quad (\text{B.2})$$

обратный β -распад, индуцированный нейтрино;

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z+2, N-2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (\text{B.3})$$

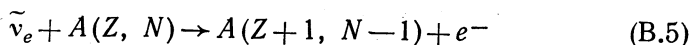
$2\beta^-(2\nu)$ -распад (двухнейтринный двойной β -распад);

$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ — распад мюона.

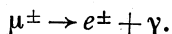
Запрещены процессы:

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z+2, N-2) + 2e^- \quad (\text{B.4})$$

$2\beta^-(0 \nu)$ -распад (безнейтринный двойной β^- -распад);



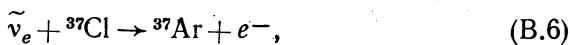
обратный β^- -распад, индуцированный антинейтрино;



Вопрос о том, является ли лептонное число столь же универсальной характеристикой, как электрический заряд, или это всего лишь одна из приблизительно сохраняющихся величин, таких, как, например, странность, сейчас весьма актуален. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать определенного вывода, и это служит одной из причин обсуждения следствий возможного нарушения закона сохранения лептонного заряда (ЗСЛЗ). Одно из них состоит в возникновении нейтринных осцилляций, т. е. переходов в вакууме между нейтринными состояниями $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$, $\tilde{\nu}_e \rightleftharpoons \tilde{\nu}_\mu$, $\nu_e \rightleftharpoons \tilde{\nu}_e$, $\nu_\mu \rightleftharpoons \tilde{\nu}_\mu$, аналогичных осцилляциям в пучке K^0 -мезонов. Эта идея впервые высказана Б. М. Понтекорво [3,4] и развита в других работах [5—7]. Гипотеза нейтринных осцилляций имеет прямое отношение к опытам по регистрации солнечных нейтрино [8], так как в общем случае осцилляции ведут к уменьшению наблюдаемого потока солнечных нейтрино по сравнению с теоретическими предсказаниями, основанными на ЗСЛЗ [9]. Следствия нарушения сохранения лептонов можно рассматривать также применительно к проблемам космологии [10]. После обнаружения несохранения CP-четности были высказаны предположения о том, что CP-нарушающее взаимодействие одновременно не сохраняет и лептонный заряд [3, 11—14].

Таким образом, общее рассмотрение проблемы сохранения лептонов включает в себя чрезвычайно широкий круг вопросов. В настоящем обзоре ограничимся изложением и анализом последних данных, связанных с сохранением лептонного заряда в процессах β^- -распада. В первой части обсуждаются эксперименты по поиску безнейтринного двойного β^- -распада (B.4) и рассматриваются теоретические оценки ядерных матричных элементов этого процесса.

Во второй части описываются опыты группы Дэвиса, в которых искалась реакция типа (B.5)



а источником антинейтрино служил ядерный реактор. Эти эксперименты дают дополнительную информацию о верхней границе несохранения лептонного заряда. Обсуждается возможность дальнейшего повышения чувствительности опытов такого типа при поисках процесса



на мощном импульсном реакторе.

1. ДВОЙНОЙ β -РАСПАД

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Согласно современным представлениям о слабом взаимодействии $2\beta^-$ -распад* возникает как процесс второго порядка, происходящий с одновременным превращением двух нейтронов ядра в протоны с вылетом двух электронов и двух антинейтрино (В.3). В случае несохранения лептонного заряда возможен вариант $2\beta^-$ -распада без вылета антинейтрино. Этот процесс рассматривается как совокупность двух реакций (В.1) и (В.5), так что виртуальное антинейтрино, испущенное при распаде одного из нейтронов ядра, индуцирует распад другого нейтрона. При этом, с точки зрения поисков несохранения лептонного заряда, единственное принципиальное отличие обратного β^- -распада (В.5) от $2\beta^-(0\nu)$ -распада состоит в том, что в последнем рождение и поглощение нейтрино происходят в одной точке (внутри ядра), тогда как в процессе (В.5) они разделены значительным пространственно-временным интервалом.

Другая возможность, рассмотренная в работе [11], состоит в том, что безнейтринный $2\beta^-$ -распад индуцируется в первом порядке по некоторому гипотетическому сверхслабому взаимодействию, изменяющему лептонный заряд сразу на две единицы.

Одна из возможных диаграмм этого процесса приведена на рис. 1.

В этом случае эксперименты по поиску процесса (В.5) и безнейтринного $2\beta^-$ -распада дают принципиально различную информацию. В частности, безнейтринный $2\beta^-$ -распад мог бы идти даже при полной поляризации нейтрино, тогда как процессы типа (В.5) в этом случае были бы запрещены.

Остановимся подробнее на первой возможности. Современная теория β -распада с гамильтонианом

$$H_{\beta}^0 = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_p \gamma_{\mu} (1 + \chi \gamma_5) \Psi_n] [\bar{\Psi}_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \Phi_{\nu_e}] + \text{эрм. сопр.}, \quad (1.1)$$

где χ — отношение аксиально векторной и векторной констант, предполагает наличие всего двух типов полностью поляризованных нейтрино, имеющих нулевую массу (нейтрино и антинейтрино). Нейтрино имеет левую спиральность, антинейтрино — правую, и

* Все наиболее интересные для проверки ЗСЛЗ экспериментальные данные относятся к электронному $2\beta^-$ -распаду. Поэтому не будем касаться ни $2\beta^+$ -распада, ни двойного K -захвата в ядрах.

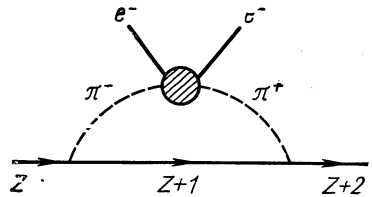


Рис. 1. Диаграмма безнейтринного $2\beta^-$ -распада, вызываемого гипотетическим сверхслабым взаимодействием в первом порядке.

переход от частицы к античастице совершается просто изменением знака спиральности. В этом формализме, когда волновая функция нейтрино имеет только две компоненты, приписывание нейтрино лептонного заряда эквивалентно заданию спиральности. Очевидно, что оба процесса (В.4) и (В.5) в этой схеме запрещены, так как происходящая в одном акте частица не может поглотиться в другом из-за того, что имеет «неправильную» спиральность. Эти процессы невозможны и в другой схеме: схема безмассового майорановского нейтрино ($\Phi_{\nu_e} = \Phi_{\nu_e^c} = C^{-1} \bar{\Phi}_{\nu_e}$, где C — матрица зарядового сопряжения) с полным несохранением четности, так как при $m_{\nu_e} = 0$ обе теории эквивалентны [14]. Поэтому, если процессы (В.4) и (В.5) существуют в природе, то помимо членов, нарушающих ЗСЛЗ, общий гамильтониан лептон-нуклонного взаимодействия должен содержать также и деполяризационные члены. В традиционной записи выражение для H_β имеет вид [15]

$$H_\beta = \frac{G_v}{\sqrt{2}} \sum_i (\bar{\Psi}_p O_i \Psi_n) \{ C_i [\bar{\psi}_e O_i (1 + \xi_i \gamma_5) \Phi_{\nu_e}] + D_i [\bar{\psi}_e O_i (1 + \eta_i \gamma_5) \Phi_{\nu_e}^c] \} + \text{эрм. сопр.}, \quad (1.2)$$

где $\Phi_{\nu_e}^c$ — зарядовосопряженный нейтринный спинор; C_i и D_i — комплексные параметры, а i пробегает пять значений, соответствующих различным вариантам взаимодействия (S, T, V, A, P).

Константы D_i характеризуют амплитуды примеси взаимодействия, не сохраняющего лептонный заряд, а константы ξ_i и η_i — вклад правого и левого нейтрино.

Чтобы перейти к гамильтониану (1.1), очевидно, необходимо положить $\xi_i = 1$, $D_i = 0$ для всех вариантов взаимодействия, $C_V = 1$, $C_A = x$, все остальные C_i — равными нулю.

Анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных данных на основе гамильтониана (1.2) представляется очень неоднозначным и требует введения упрощающих (часто довольно произвольных) допущений. Будем считать, что все константы действительны и, кроме того, что из всех вариантов взаимодействия осуществляется лишь V и A . Всего остается восемь констант ($C_A, C_V, D_V, D_A, \xi_V, \xi_A, \eta_V, \eta_A$). Некоторые сведения о них можно получить из опытов по простому β -распаду (поляризации, угловое распределение электронов отдачи, опыт Райниса—Коуэна и т. д.). Достаточно грубые оценки для верхних пределов $\delta_i = \xi_i - 1$ ($i = V, A$) дают величину $\delta \leq 0,2$. Никаких оценок для D_i из экспериментов по однократному β -распаду извлечь нельзя. Их можно получить, только исследуя процесс второго порядка (двойной β -распад) или обратные β -процессы (В.5).

Для существования безнейтринного 2β -распада необходимо, чтобы были отличны от нуля выражения

$$I_{ik} = I_{ki} = C_i D_k (1 - \xi_i \eta_k) + C_k D_i (1 - \xi_k \eta_i), \quad (1.3)$$

$i, k = V, A.$

В случае максимального нарушения ЗСЛЗ и неполяризованного нейтрино ($D_i = C_i$, $\xi_i = \eta_i = 0$) период полураспада для безнейтринного 2β -распада составляет 10^{15} — 10^{17} лет. Экспериментальные значения $T_{1/2}(2\beta)_{\text{экс}}$ существенно превышают последние цифры. Это означает, что величины I_{ik} должны быть значительно меньше единицы.

Имеются две наиболее простые возможности. Одна из них: майорановское нейтрино ($D_i = C_i$) и, кроме того, $\xi_A = \xi_V = \eta_A = \eta_V = 1 + \delta_M$, причем $\delta_M \ll 1$. Тогда гамильтониан (1.2) приводится к виду

$$\left. \begin{aligned} H_{\beta}^M &= \frac{G_v}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_p \gamma_{\mu} (1 + x\gamma_5) \Psi_n] \times \\ &\times \{ \bar{\Psi}_e \gamma_{\mu} [1 + (1 + \delta_M) \gamma_5] \Phi_{\nu_e}^M \} + \text{эрм. сопр.}; \\ \Phi_{\nu_e}^M &= \frac{\Phi_{\nu_e} + \Phi_{\nu_e}^C}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

Вероятность безнейтринного 2β -распада в этом случае пропорциональна δ_M^2 , т. е. деполяризованному члену. Уже сейчас выполненные по $2\beta(0\nu)$ -распаду эксперименты дают для верхней границы δ_M величину, много меньшую 0,2*.

Альтернативная возможность заключается в предположении малости констант $D_A = D_V = D$, нарушающих сохранение лептонного заряда. При этом удобно считать $\eta_A = \eta_V = -1$ и $\xi_A = \xi_V = 1$. Тогда рождающееся с константой D_i нейтрино имеет спиральность, противоположную спиральности нейтрино, рождающегося с константой C_i . Гамильтониан (1.2) преобразуется к виду

$$\left. \begin{aligned} H_{\beta}^D &= \frac{G_v}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_p \gamma_{\mu} (1 + x\gamma_5) \Psi_n] \times \\ &\times \{ \bar{\Psi}_e \gamma_{\mu} [(1 + \gamma_5) \Phi_{\nu_e} + \delta_D (1 - \gamma_5) \Phi_{\nu_e}^C] \} + \text{эрм. сопр.}; \\ \delta_D &= \frac{D_i}{C_i}. \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

Вероятность безнейтринного 2β -распада пропорциональна δ_D^2 .

Наконец, можно представить себе более сложную ситуацию, соответствующую одновременному, но небольшому нарушению и ЗСЛЗ, и двухкомпонентной теории. Тогда величина, аналогичная δ , ответственная за безнейтринный 2β -распад, будет произведением двух малых параметров.

* Одним из возможных источников деполяризации нейтрино, приводящих к $2\beta(0\nu)$ -распаду, могло бы стать существование у этой частицы массы. Экспериментальное значение $m_{\nu_e} \lesssim 100 \text{ эв}$, поэтому характерная величина деполяризации, связанная с массой, очень мала:

$$\frac{m_{\nu_e}}{E_{\text{перехода}}} < 10^{-4}.$$

Мерой величины δ_D (или δ_M) является отношение теоретического периода полураспада для $2\beta(0\nu)$ -распада к экспериментальному значению:

$$\delta^2 = \frac{T_{1/2}(0\nu)_{\text{теор}}}{T_{1/2}(0\nu)_{\text{эксп}}}. \quad (1.6)$$

В настоящее время данных о наблюдении безнейтринного двойного 2β -распада нет, и для $T_{1/2}(0\nu)_{\text{эксп}}$ имеются лишь нижние границы.

Оценка величины δ^2 требует также знания $T_{1/2}(0\nu)_{\text{теор}}$. Однако расчеты периодов полураспада часто содержат значительные ошибки из-за неопределенности ядерных матричных элементов перехода $A(Z, N) \rightarrow A(Z + 2, N - 2)$. Поэтому после описания экспериментов подробно остановимся на данном вопросе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИТУАЦИЯ

Работы по исследованию 2β -распада можно разделить на две группы. В первую входят относительно немногочисленные опыты, в которых этот процесс ищется по накоплению конечных продуктов — ядер $A(Z + 2, N - 2)$ в образцах, содержащих ядра $A(Z, N)$ (масс-спектрометрические эксперименты).

В большинстве других опытов поиски 2β -распада велись по регистрации электронов распада. Очень существенной для эксперимента особенностью $2\beta(0, \nu)$ -распада является то, что суммарная энергия двух электронов постоянна и равна энергии перехода, в то время как $2\beta(2\nu)$ -распад характеризуется непрерывным спектром энергий электронов.

Существует сильная зависимость периода полураспада от энергии перехода как для $2\beta(2\nu)$ -, так и для $2\beta(0\nu)$ -распадов. Поэтому эксперименты, как правило, ставились на ядрах, для которых энергия перехода велика и вероятность распада относительно велика.

Наибольший интерес представляют опыты, из которых получается минимальная верхняя граница δ . Более подробные сведения об экспериментах по поиску 2β -распадов содержатся в некоторых других работах [16—18].

Масс-спектрометрические эксперименты. Скорость двойного β -распада столь мала, что измеряемое количество дочерних продуктов может образоваться за времена, сравнимые с возрастом Земли. Поэтому в масс-спектрометрических опытах для поиска этого процесса выбираются старые минералы, содержащие в большой концентрации вещество, способное к 2β -распаду.

Гигантское время «наблюдения» — одно из главных достоинств этого метода. Его основные недостатки заключаются в какой-то степени в продолжении его преимуществ. Из-за незнания истории образца часто бывает трудно определить, какое количество интере-

сующего нас вещества образовалось в процессе двойного β -распада, а какое обязано побочным процессам (например, ядерным реакциям).

В качестве объектов исследования используют такие элементы, в результате распада которых образуются благородные газы ксенон и криптон. Они химически инертны, и это позволяет сравнительно просто и надежно выделять из исследуемого образца даже очень малые количества этих газов. Определяющее значение в экспериментальном открытии двойного β -распада имеет то обстоятельство, что среди всех ядер, способных к двойному β -распаду, есть ядра, дающие переходы * $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ и $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ (табл. 1), энергия которых (около 3 Мэв) близка к максимально возможной для

Т а б л и ц а 1 *

Переход	Энергия перехода, кэв	Изотопная концентрация, %	$T_{1/2} (0\nu)_{\text{теор}}$, лет	$T_{1/2} (2\nu)_{\text{теор}}$, лет	$T_{1/2} (2\beta)_{\text{эксп}}$, лет	δ
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ ($0^+ \rightarrow 0^+$)	2956 ± 73	9,19	$10^{16} \pm 2$	$10^{22} \pm 2,5$	$6 \cdot 10^{19} \pm 0,3$ [25]	$\leq 0,2$
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ ($0^+ \rightarrow 0^+$)	850 ± 19	31,79	$2 \cdot 10^{19} \pm 2$	$2 \cdot 10^{27} \pm 2,5$	$\geq 3 \cdot 10^{22}$ [23] $\geq 7,7 \cdot 10^{20}$ [24] $\geq 10^{23,3}$ [25]	$\leq 0,15$
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ ($0^+ \rightarrow 0^+$)	2509 ± 19	34,48	$2 \cdot 10^{16} \pm 2$	$4 \cdot 10^{22} \pm 2,5$	$1,4 \cdot 10^{21}$ [21] $3,3 \cdot 10^{21}$ [22] $(8,2 \pm 0,64) \times 10^{20}$ [23] $(3,0 \pm 0,4) \times 10^{20}$ [24] $10^{21,34 \pm 0,12}$ [26]	$\leq 0,05$

* Данные по характеристикам переходов взяты из работы [25].

стабильных ядер. Полный масс-спектрометрический эксперимент включает следующие операции: 1) определение возраста исходной породы и содержание в ней теллура (или селена); 2) извлечение инертного газа и масс-спектрометрический анализ его изотопного состава; измерение абсолютного количества ^{130}Xe , ^{128}Xe (или ^{82}Kr) в минерале; 3) оценка вклада различных фоновых реакций, которые приводят к образованию изотопов инертных газов, например спонтанное или вызванное нейтронами деление урана, присутствующего в минерале; 4) оценка утечек газов из минерала за время, прошед-

* Ранее обсуждалась возможность образования ^{130}Xe за счет последовательных переходов $^{130}\text{Te} \xrightarrow{\beta} ^{130}\text{I} \xrightarrow{\beta} ^{130}\text{Xe}$. Измерения [19, 20], проведенные к настоящему времени, показали, что основное состояние ^{130}I лежит на 477 ± 35 кэв выше ^{130}Te и распад $^{130}\text{Te} \xrightarrow{\beta} ^{130}\text{I}$ невозможен.

шее с момента его образования ($\approx 10^9$ лет); 5) вычисление периода полураспада по формуле

$$T_{1/2}(2\beta)_{\text{экср}} = \frac{\ln 2M_m t f}{M_t}, \quad (1.7)$$

где t — возраст минерала; M_m — количество материнского 2β -активного элемента; M_t — количество дочернего продукта (с учетом поправок по пункту 3); $f \leq 1$ — коэффициент, определяющий сохранность дочернего продукта в кристаллической решетке минерала за время t .

Уже в первых работах [21, 22], в которых исследовалось содержание ^{130}Xe в минералах Vi_2Te_3 , был найден избыток этого изотопа по сравнению с составом атмосферного ксенона. Предполагая, что этот избыток возник за счет двойного β -распада $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$, Ингрэм и Рейнольдс [21] оценили период полураспада ^{130}Te (2β) для ^{130}Te $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{21}$ лет. В дальнейшем в работе Хайдена и Ингрэма [22] было приведено значение

$$T_{1/2}(2\beta) = 3,3 \cdot 10^{21} \text{ лет.} \quad (1.8)$$

В опытах Такаока и Огата [23] изотопный состав выделенного из минерала ксенона также отличался от атмосферного. По их оценкам,

$$\text{для } ^{130}\text{Te} \quad T_{1/2}(2\beta) = (8,2 \pm 0,64) \cdot 10^{20} \text{ лет;} \quad (1.9)$$

$$\text{для } ^{128}\text{Te} \quad T_{1/2}(2\beta) \geq 3 \cdot 10^{22} \text{ лет.} \quad (1.10)$$

Однако во всех этих работах не анализировались ни возможность образования ^{130}Xe в других процессах, ни потеря ксенона из минерала за геологические времена путем диффузии. На необходимость такого анализа указывало аномальное содержание других изотопов ксенона.

В опытах Герлинга и др. [24] выделенный из минерала теллуридо-висмутита ксенон, как указывают авторы, включал в себя три компонента: атмосферный ксенон, образовавший аппаратный фон, ксенон от спонтанного деления урана и ксенон — продукт ядерных реакций. В связи с этим помимо небольшого избытка ^{130}Xe наблюдается избыток и других изотопов (^{128}Xe , ^{129}Xe , ^{131}Xe , ^{134}Xe , ^{136}Xe) по сравнению с атмосферным ксеноном (изотопный состав нормирован по ^{132}Xe). Для определения количеств ^{130}Xe и ^{128}Xe , образовавшихся в процессе двойного β -распада, авторы внесли ряд поправок. В результате, если пренебречь утечкой ксенона за время $t = 1,8 \cdot 10^9$ лет, получаются следующие периоды полураспада:

$$\text{для } ^{130}\text{Te} \quad T_{1/2}(2\beta) = 4,4 \cdot 10^{21} \text{ лет;} \quad (1.11)$$

$$\text{для } ^{128}\text{Te} \quad T_{1/2}(2\beta) \geq 1,1 \cdot 10^{22} \text{ лет.} \quad (1.12)$$

Основой для оценки утечки ^{130}Xe и ^{128}Xe явился тот факт, что скорость их диффузии при термических воздействиях на минерал

близка к скорости диффузии ^{136}Xe . Количество ^{136}Xe , образовавшегося в минерале за счет спонтанного деления урана (основной процесс), было найдено по известной концентрации урана в образце. Из измеренного содержания ^{136}Xe была определена величина $f = 0,07$. В результате окончательно с учетом потерь газа имеем:

$$\text{для } ^{130}\text{Te } T_{1/2} (2\beta) = (3,0 \pm 0,4) \cdot 10^{20} \text{ лет}; \quad (1.11)$$

$$\text{для } ^{128}\text{Te } T_{1/2} (2\beta) \geq 7,7 \cdot 10^{20} \text{ лет.} \quad (1.12)$$

Киристен и др. [25, 26] использовали теллутовую руду с высоким содержанием теллура. Был обнаружен значительный избыток ^{130}Xe , составляющий около 70% общего количества ксенона, что превышает более чем в 50 раз атмосферную изотопную концентрацию. Таким образом, впервые избыток ^{130}Xe является не малым отклонением, а практически определяет ксеноновый спектр образца. Кроме повышенного содержания ^4He , ^{40}Ar и ^{130}Xe никаких других изотопных аномалий при анализе инертных газов не было обнаружено. Подробное рассмотрение, проведенное авторами, убедительно свидетельствует о невозможности образования ^{130}Xe в этом минерале за счет каких-либо других процессов, кроме двойного β -распада. Определение возраста минерала калий-аргоновым методом дает значение $(1,31 \pm 0,14) \cdot 10^9$ лет, а уран-гелиевым методом $(2,05 \pm 0,55) \times 10^8$ лет. Авторы полагают, что «термическая» история минерала такова, что гелий постепенно терялся посредством диффузии; тогда как количество аргона оставалось неизменным. Основываясь на этом, они пренебрегают потерями ксенона и получают период полураспада

$$T_{1/2} (2\beta) = 10^{21,34 \pm 0,12} \text{ лет.} \quad (1.13)$$

Для ^{128}Te получена верхняя граница (см. [25])

$$T_{1/2} (2\beta) \geq 10^{23,3} \text{ лет.} \quad (1.14)$$

Как видно, последние, наиболее точные опыты дают значения периода полураспада ^{130}Te , отличающиеся приблизительно на порядок (1.9), (1.11), (1.13), хотя точность, приводимая в работах, составляет 15—30%. Поэтому в качестве наиболее достоверного результата примем

$$T_{1/2} (2\beta) = 10^{21} \text{ лет.} \quad (1.15)$$

Кроме теллутовых минералов в масс-спектрометрических опытах исследовались и минералы, содержащие селен [25] $\text{Cu}_{4-x}\text{Se}_2$. Выделенный из образца криптон имел следующий изотопный состав: $^{82}\text{Kr} : ^{83}\text{Kr} : ^{84}\text{Kr} : ^{86}\text{Kr} = 0,3 : 16,5 : 1 : 0,3$; тогда как для атмосферного криптона эти соотношения имеют вид $0,2 : 0,2 : 1 : 0,35$ (нормировка производится по ^{84}Kr).

Таким образом, наблюдается значительный избыток изотопа ^{83}Kr и относительно небольшой избыток ^{82}Kr по отношению к атмо-

сферному составу. Авторы провели тщательный анализ возможных причин образования этих изотопов. ^{83}Kr мог образовываться в минерале в результате реакций: $^{80}\text{Se} (\alpha, n)^{83}\text{Kr}$ и $^{82}\text{Se}(n, \gamma)^{83}\text{Se} \xrightarrow{\beta^-} ^{83}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{83}\text{Kr}$. Эти процессы, по-видимому, полностью объясняют избыток изотопа ^{83}Kr . Образование ^{82}Kr возможно следующим образом: из изотопов селена посредством реакций

- 1) $^{78}\text{Se} (n, \gamma) ^{79}\text{Se} (\alpha, n) ^{82}\text{Kr}$;
- 2) $^{80}\text{Se} (\alpha, 2n) ^{82}\text{Kr}$;

в реакциях на малых примесях

- 3) $^{85}\text{Rb} (n, \alpha) ^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$;
- 4) $^{81}\text{Br} (n, \gamma) ^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$;

и, наконец, путем двойного β^- -распада

- 5) $^{82}\text{Se} \xrightarrow{2\beta^-} ^{82}\text{Kr}$.

Процесс «1» не может привести к образованию заметного количества ^{82}Kr из-за относительно небольшого времени жизни ^{78}Se ($T_{1/2} = 7 \cdot 10^4$ лет). Реакция «2» идет при энергиях α -частиц больше 11 Мэв и по оценкам, сделанным на основании образования ^{83}Kr в (α, n) -реакциях, может объяснить лишь незначительный избыток ^{82}Kr . Относительно процессов «3» и «4», идущих на примесных элементах, нельзя сделать точных оценок, но известен ряд убедительных возражений против того, что заметное количество образовавшегося ^{82}Kr может быть связано с этими процессами. Возраст селенового минерала в работе [25] определен неточно и лежит в пределах от $60 \cdot 10^6$ до $230 \cdot 10^6$ лет. В связи с этим период полураспада ^{82}Se может составлять от $3 \cdot 10^{19}$ до 10^{20} лет. Приведем среднее значение

$$T_{1/2} (2\beta) = 6 \cdot 10^{19 \pm 0,3} \text{ лет.} \quad (1.16)$$

Весьма желательно увеличить точность результатов в экспериментах с селеновыми минералами.

Полученные в масс-спектрометрических экспериментах значения периодов полураспада не противостоят теории двухнейтринного 2β -распада. Однако, поскольку эти опыты не разделяют два вида распада, некоторый вклад в образование дочерних продуктов может дать безнейтринный 2β -распад, идущий с несохранением лептонного заряда.

Верхнюю границу величины δ [см. (1.6)] можно получить, приняв $T_{1/2}(0\nu)_{\text{эксп}}$ равным периоду полураспада, измеренному на опыте

$$\delta^2 \leq \frac{T_{1/2}(0\nu)_{\text{теор}}}{T_{1/2}(2\beta)_{\text{эксп}}}. \quad (1.17)$$

Вычисленные из описанных экспериментов значения δ приведены в последней колонке табл. 1. Неопределенность теоретических зна-

чений периода полураспада приводит к колебаниям оценок на два порядка (так, для ^{130}Te при максимальном значении $T_{1/2}(0\nu)_{\text{теор}} \delta \leq 5 \cdot 10^{-2}$, а при минимальном $\delta \leq 5 \cdot 10^{-4}$).

Наиболее важный вывод из анализа масс-спектрометрических экспериментов заключается в том, что именно в них впервые обнаружен сам процесс двойного β -распада. С особенной достоверностью свидетельствуют об этом работы [24—26].

Опыты по 2β -распаду с регистрацией электронов. Прямое обнаружение в двойном β -распаде двух электронов с суммарной энергией, равной энергии распада, служило бы неопровержимым доказательством безнейтринного двойного β -распада. Именно в этом направлении велись наиболее интенсивные экспериментальные поиски. Для регистрации электронов применялись самые различные

Т а б л и ц а 2*

Переход	Энергия перехода, кэВ	Изотопная концентрация, %	$T_{1/2}(0\nu)_{\text{теор}}$, лет	$T_{1/2}(2\nu)_{\text{теор}}$, лет	$T_{1/2}(0\nu)_{\text{эксп}}$, лет	δ
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ ($0^+ \rightarrow 0^+$)	2045 ± 4	7,67	$1 \cdot 10^{17 \pm 2}$	$8 \cdot 10^{22 \pm 2}$	$\geq 1,2 \cdot 10^{21}$ [27]	$\leq 0,1$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ ($0^+ \rightarrow 0^+$)	4240 ± 10	0,185	$5 \cdot 10^{15 \pm 2}$	$8 \cdot 10^{19 \pm 2}$	$\geq 2 \cdot 10^{20}$ [28] $\geq 1,6 \cdot 10^{21}$ [29]	$\leq 5 \cdot 10^{-2}$ $\leq 1,7 \cdot 10^{-2}$

* Данные по характеристикам переходов взяты из работы [18].

экспериментальные методики (фотоэмульсии, счетчики Гейгера—Мюллера, камера Вильсона, сцинтилляционные счетчики и т. д.). Такого рода эксперименты чрезвычайно трудны. Ведь при периоде полураспада $T_{1/2} \approx 10^{21}$ лет в 1 г вещества происходило бы всего 1—2 распада в год. Поэтому не удивительно, что безнейтринный распад был уже неоднократно «открыт»; но в последующих экспериментах результаты предыдущих не подтверждались.

Рассмотрим последние эксперименты, из которых можно получить наиболее сильное ограничение на величину δ (1.6). Данные о переходах приведены в табл. 2.

В опытах Фиорини и Пуллия [27] изучался 2β -распад $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$. В качестве источника и детектора излучения использовался кристалл Ge (Li). Этот детектор имеет низкий уровень собственного фона за счет малых примесей к исходным материалам и обладает высоким энергетическим разрешением. Экспериментальная установка располагалась на глубине 70 м водного эквивалента. Детектор дополнительно защищен слоями ртути (3 см), меди (4 см), свинца (20 см), кадмия (2 см) и парафина (20 см). Кроме того, для уменьшения кос-

мического фона применяется методика антисовпадений с пластическим сцинтиллятором, располагавшимся над детектором. Все эти меры позволяют уменьшить фон в рабочем диапазоне до значения $(5,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ *отсчет/(ч · кэ)*. Из анализа энергетического спектра можно сделать вывод, что с достоверностью 68% исключается период полураспада ^{76}Ge , меньший $1,2 \cdot 10^{21}$ лет.

Наиболее интенсивные поиски двойного β -распада в последнее время ведутся на ядре ^{48}Ca , энергия распада которого максимальна.

В экспериментах Матеосяна и Гольдхабера [28] электроны регистрируются по сцинтилляциям в специально выращенном кристалле фтористого кальция, содержащего 11,2 изотопа ^{48}Ca . Для оценки фона служит второй кристалл, обогащенный ^{40}Ca . Обеспечивается также эффективная защита от внешнего фона. В результате опытов получена нижняя граница периода полураспада для безнейтринного 2β -распада

$$T_{1/2} (0\nu) \geq 2 \cdot 10^{20} \text{ лет.} \quad (1.18)$$

В этих экспериментах, также как и в опытах Фиорини и Пуллия (последние выполнены позже), используются только две особенности безнейтринного 2β -распада: одновременность вылета электронов и отбор событий по сумме энергии частиц.

Опыты, поставленные группой Ву [29], имеют то преимущество, что использованная в них методика опирается на все характерные свойства безнейтринного 2β -распада. Источником в этом эксперименте служит диск из CaF_2 , в котором содержится 10,6 г ^{48}Ca , обогащенного на 97% (диаметр диска 46 см, а толщина около 20 *ме/см²*). Источник располагается между двумя алюминиевыми фольгами и является центральным электродом цилиндрической искровой камеры, разрядные промежутки которой располагаются по обе стороны от диска. Для измерения фона источник заменяется диском, изготовленным из естественного кальция. Опыт проводится на глубине примерно 600 м. Фотографирование треков ведется с двух сторон через защитные объемы с водой и диски из сцинтилляционного пластика, каждый из которых разбит на 16 сегментов, независимо просматривавшихся фотоэлектронными умножителями. Сцинтиллятор покрыт прозрачной сеткой из никеля, которая служит внешним электродом камеры.

Пластический сцинтиллятор дает информацию об одновременности вылета двух электронов (по совпадению импульсов в двух сегментах) и об их энергии. Искровая камера, помещенная в магнитное поле, позволяет отделить события, в которых электроны вылетают из одной точки источника, от импульсов, вызванных любыми «внешними» частицами.

Камера запускается при выполнении следующих условий:

- 1) в сцинтилляторе регистрируются два совпадающих события ($2\tau = 100$ *нсек*);
- 2) энерговыделение в каждом событии больше, чем уровень дискриминации;

3) суммарная энергия частиц лежит в пределах, задаваемых дискриминатором.

При этом камера срабатывает примерно 120 раз в 1 ч. Детальный анализ фотографий показывает, что из всех событий, зарегистрированных за 1103 ч работы, только одно можно приписать безнейтринному 2β -распаду. На основе этого можно утверждать, что с 80%-ной достоверностью нижняя граница периода полураспада для $2\beta(0\nu)$ -распада ^{48}Ca

$$T_{1/2}(0\nu) \geq 1,6 \cdot 10^{21} \text{ лет.} \quad (1.19)$$

На этой же аппаратуре ведутся поиски двухнейтринного 2β -распада и установлена граница для периода полураспада:

$$T_{1/2}(2\nu) \geq 1,9 \cdot 10^{19} \text{ лет.} \quad (1.20)$$

Результаты экспериментов по поиску безнейтринного 2β -распада ^{48}Ca и ^{76}Ge приведены в табл. 2.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ЯДЕРНЫХ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ БЕЗНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО β -РАСПАДА

В традиционном подходе матричный элемент $M^{0\nu}$ безнейтринного двойного β -распада записывается в виде

$$M^{0\nu} = \sum_n \langle f | H_\beta | n \rangle \langle n | H_\beta | i \rangle (E_n - E_i)^{-1}, \quad (1.21)$$

где H_β — общий гамильтониан β -распада (1.2); $E_n = \varepsilon_s + \varepsilon_p + \omega_k$ — энергия промежуточного состояния $|n\rangle$, равная сумме энергий (ε_s) ядра в состоянии s , (ε_p) вылетающего электрона с импульсом p и (ω_k) виртуального нейтрино, по импульсу k которого (как и по состояниям s) происходит интегрирование (суммирование). Максимальная величина k в интеграле (1.21) имеет порядок обратного расстояния между нуклонами ($\omega_{k_{\max}} = k_{\max} \sim \frac{1}{r_0} \sim 150 \text{ МэВ}$). Область интегрирования по импульсам, большим k_{\max} , вносит в (1.21) несущественный вклад, так как при $k > k_{\max}$ ядерные матричные моменты пренебрежимо малы. По тем же причинам суммирование по состояниям s обрезается на энергиях ($\varepsilon_s - \varepsilon_i \sim \varepsilon_F$, значительно меньших ω_{\max}). Поэтому в знаменателе ($E_n - E_i$) разностью ($\varepsilon_s - \varepsilon_i$) можно пренебречь, а после этого, используя условие полноты, просуммировать по всем промежуточным состояниям ядра [15, 30]. В этом приближении матричный элемент $M^{0\nu}$ распада разбивается на два множителя, один из которых зависит от кинематических характеристик задачи, а другой — ядерный матричный элемент M — лишь от начального и конечного состояний ядра.

Вычислению кинематических множителей посвящено, начиная с работы Фарри [31], большое количество расчетов [15, 17, 30, 32].

Наиболее точный из них принадлежит Грейлингу и Виттену [30]. В этой работе впервые достаточно строго учтено влияние кулоновского поля ядра на движение электронов, вылетающих при безнейтринном двойном β -распаде. Хотя в этом процессе, так же как и в обычном β -распаде, в конечном состоянии возникают три частицы: ядро-продукт распада и пара лептонов, вылет их обоих разрешенным образом (вследствие тождественности) невозможен. Это приводит к появлению в формуле для вероятности перехода дополнительных множителей, зависящих от энергии частиц и величины кулоновского поля ядра. Поскольку энергия распада обычно невелика, то кулоновские члены доминируют и матричный элемент распада оказывает

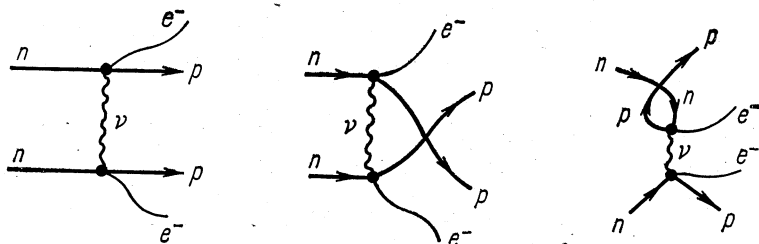


Рис. 2. Диаграммы безнейтринного 2β -распада с виртуальным нейтрино в промежуточном состоянии.

ся пропорциональным квадрату заряда ядра. Даже в распаде ^{48}Ca , где энергия электронов максимальна, учет кулоновских членов увеличивает вероятность перехода на порядок.

Перейдем теперь к рассмотрению ядерных матричных элементов, являющихся основным источником неопределенностей в расчетах. В нерелятивистском пределе по импульсам нуклонов их имеется всего три типа

$$M_n = \langle \Psi_f | \sum_{l, l'} \frac{\tau_l^+ \tau_{l'}^-}{r_{ll'}} m_{ll'}^{(n)} | \Psi_i \rangle, \quad (1.22)$$

где

$$m_{ll'}^{(1)} = 1; \quad m_{ll'}^{(2)} = (\sigma_l \sigma_{l'}); \quad m_{ll'}^{(3)} = \frac{(\sigma_l r_{ll'}) (\sigma_{l'} r_{ll'})}{r_{ll'}^2}; \quad (1.23)$$

$\Psi_f(\Psi_i)$ — точная волновая функция конечного (начального) состояния ядра. К сожалению, реальные расчеты значений M_n для подавляющего большинства ядер пока отсутствуют. Общепринятый рецепт их оценки состоит в вынесении размерного множителя R^{-1} ($R = r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра) и замене оставшегося интеграла некоторым универсальным для всех ядер числом [15, 30] 0,1—0,15 (с ошибкой ± 1 порядок).

В работе [33] для расчета ядерных матричных элементов применены графические методы. Несколько диаграмм теории возмущений матричного элемента безнейтринного двойного β -распада изображено на рис. 2.

Как видно из графиков, можно провести параллель между расчетом ядерных матричных элементов M_n и вычислением матричных элементов Γ^c кулоновского взаимодействия между нуклонами:

$$\Gamma^c = \left\langle \Psi_f \left| \sum_{l, l'} \frac{(1 + \tau_l^{(3)})(1 + \tau_{l'}^{(3)})}{r_{ll'}} \right| \Psi_i \right\rangle. \quad (1.24)$$

Количественная аналогия существует только между вычислениями Γ^c и векторных матричных элементов M_1 , так как M_2 и M_3 содержат добавочные операторы σ . Если разбить Γ^c на изоскалярную, изовекторную и изотензорную составляющие, то изотензорная компонента $\Gamma_T^c = \sum_{ll'} \frac{\tau_l^{(3)} \tau_{l'}^{(3)}}{r_{ll'}}$ и векторный матричный элемент M_1 окажутся разными компонентами одного изотензора. Поэтому, зная, скажем, из эксперимента какие-то матричные элементы амплитуды Γ_T^c , можно вычислить и соответствующие значения M_1 . Рассмотрим в качестве примера двойной β -распад $^{42}\text{Ti} \rightarrow ^{42}\text{Ca}$. Ядра ^{42}Ti и ^{42}Ca вместе со ^{42}Sc являются членами изотриплета. Спектры этих ядер хорошо изучены экспериментально, и из этих данных находим $M_1 = 1,6/R$. Близкие значения M_1 получаются также из анализа других изотриплетов. Как видно, полученная величина M_1 примерно на порядок превышает обычно принимаемую в оценках периода полураспада. Расчеты показывают, что столь большие значения ядерных матричных элементов характерны для тех переходов, где в процессе распада или не происходит изменения пространственной части волновой функции нуклонов, или эти изменения минимальны (например, переход нуклонной пары внутри одного спин-орбитального дублета). Уравнения, полученные в работах [33, 34] для матричных элементов M_n , выведены на основе принципов теории конечных ферми-систем [35]. Как и при решении других задач этими методами, основными проблемами расчета являются: 1) разбиение амплитуды безнейтринного двойного β -распада на две части: универсальную для всех ядер и неуниверсальную, меняющуюся от ядра к ядру; 2) выделение главных неуниверсальных компонент этой амплитуды; 3) выражение их через одни и те же для всех ядер параметры.

Универсальная компонента амплитуды распада отвечает обмену нейтрино на малых расстояниях между нуклонами. Оценка этой компоненты делается так же, как и оценка амплитуды любого локального взаимодействия между нуклонами. Она имеет порядок $A^{-2/3}$. Главные неуниверсальности возникают в действующих диаграммах, медленно, убывающих на далеких расстояниях $r_{12} \sim R$. Совокупность этих диаграмм амплитуды распада графически изображена на рис. 3. Заштрихованному кружку здесь соответствует совокупность диаграмм вершинной части обычного β -распада, которую можно вычислить методами теории конечных ферми-систем.

Вклад этой части амплитуды распада зависит от одночастичных квантовых чисел ν_1 и ν_2 ($\nu = n, l, j$) распадающихся нейтронов и возникающих протонов. Когда квантовые числа начального и конечного состояний близки друг к другу, вклад дальнедействующей компоненты доминирует в матричном элементе. Он оказывается пропорциональным $A^{-1/3}$. Если же ν_1 и ν_2 сильно различаются, то эта компонента не имеет заметного значения, и величина M_n значительно уменьшается. Она определяется вкладом других компонент

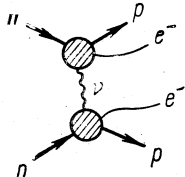


Рис. 3. Совокупность «дальнедействующих» диаграмм безнейтринного 2β -распада.

амплитуды распада (в частности, ее локальной компоненты) и оказывается пропорциональной $A^{-2/3}$.

С другой стороны, даже при одинаковых квантовых числах, $\nu_1 = \nu_2 = \nu$ величина M_n (табл. 3) существенно меняется при изменении числа частиц на уровне ν . В этой таблице, взятой из работы [33], приведены (в единицах R^{-1}) значения ядерных матричных элементов M_1 и M_2 , вычисленные для двойных β -переходов между различными изотопами Ca и Ti.

В этих изотопах нейтроны и протоны заполняют один и тот же уровень $1f_{7/2}$, т. е. двойной β -переход происходит без изменения одночастичных квантовых чисел. Главный вклад в ядерные матричные элементы дает дальнедействующая компонента амплитуды распада, а вклад остальных членов мал. Расчеты показывают, что в случае $2\beta^-$ -переходов внутри оболочки $1f_{7/2}$ матричные элементы M_3 оказываются пренебрежимо малыми. Поэтому значения M_3 в табл. 3 отсутствуют. Из таблицы также видно, что всюду (кроме перехода $^{42}\text{Ti} \rightarrow ^{42}\text{Ca}$) величина векторного матричного элемента M_1 значительно меньше, чем величина аксиального M_2 . Это происходит по той простой причине [15], что вклад главной компоненты M_1 , пропорциональной $\sum_{i, i'} \tau_i^+ \tau_{i'}^+$, исчезает для переходов между состояниями с разным изотопическим спином. Поэтому вероятность распада определяется в этом случае в основном единственным матричным элементом M_2 .

Таблица 3

A	42	44	46	48	50
M_1	+1,20	+0,07	+0,07	-0,05	+0,005
M_2	-1,25	-0,60	-0,44	+0,18	-1,70

Вычисляя теоретические ядерные матричные элементы распада и сравнивая расчеты с экспериментальными данными, полученными Ву и ее сотрудниками [29], можно получить гораздо более надежную

информацию о свойствах слабых взаимодействий. Используя гамильтониан в форме (1.5) и подставляя в формулы для $T_{1/2}$, выведенные, например, в работе [30] значения ядерных матричных элементов, найдем [33] $\delta_D \leq 3 \cdot 10^{-4}$. Как видно, уточнение ядерных матричных элементов дает существенно меньшую величину верхнего предела δ_D , чем это следует из приближенных оценок [29]. В модели с гамильтонианом (1.4) величина δ_M деполаризации безмассового майорановского нейтрино также имеет оценку $\delta_M \leq 3 \cdot 10^{-4}$. Если же у нейтрино имеется масса, то безнейтринный двойной β -распад может идти и при $\delta_M = 0$. Верхняя граница массы m_{ν_e} , вычисленная на основе формул работы [30], оказывается сравнительно небольшой: $m_{\nu_e} \leq 200$ эв.

Как видно, при подробном анализе распада ^{48}Ca необходимо сделать довольно большое число допущений (предположения о V - и A -вариантах распада, о форме нарушения сохранения лептонов и т. д.). Естественно, что детальное исследование проблемы в настоящее время невозможно из-за отсутствия достаточного количества экспериментальной информации. Поэтому прецизионное исследование как можно большего числа ядер способных к двойному β -распаду чрезвычайно желательно. Большая популярность ^{48}Ca связана с тем, что энергия распада $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ максимальна. Вместе с тем ядерные матричные элементы M_n этого распада, как видно из табл. 3, довольно малы. Поэтому в первую очередь представляет интерес исследовать те распады, для которых, несмотря на уменьшение выделяемой энергии, M_n достаточно велики. По-видимому, это распады ядер с большим значением $Z (M_n \sim Z^2)$, у которых одночастичные квантовые числа распадающихся нейтронов и возникающих протонов близки друг к другу. Особенно благоприятны с этой точки зрения распады, в которых нуклонные переходы совершаются внутри одного спин-орбитального дублета. В качестве примера можно указать процессы $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$ ($E_0 \approx 3$ Мэв, распространенность ^{100}Mo — 9,6%), $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ ($E_0 \approx 2,7$ Мэв, распространенность ^{136}Xe — 8,9%).

Как уже говорилось, класс описанных выше масс-спектрометрических экспериментов дает неполную информацию о двойном β -распаде, так как не позволяет отличить безнейтринный распад от двухнейтринного. Экспериментальные периоды полураспада для ^{130}Te и ^{82}Se имеют порядок 10^{20} — 10^{21} лет, характерный для двухнейтринного распада. Однако количественный анализ результатов на основе этого утверждения пока невозможен, так как теоретические значения $T_{1/2}(2\nu)$ содержат большие неопределенности (даже бóльшие, чем в безнейтринном распаде элементов). Обычно считается, что эти матричные элементы пропорциональны ядерным матричным элементам безнейтринного распада, причем коэффициенты пропорциональности варьируются в довольно широких пределах. Это произвольное предположение мало что дает, так как в оценках матричных элементов безнейтринного распада имеются

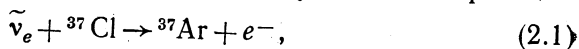
такие же неопределенности. Хотя расчеты матричных элементов двойных β -распадов $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ и $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ отсутствуют и делать какие-то определенные заключения об их характере затруднительно, тем не менее кажется странным, что период полураспада ^{82}Se на порядок меньше периода полураспада ^{130}Te , хотя ядерные матричные элементы распада ^{82}Se должны быть значительно меньше. Поэтому детальное исследование распада $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ и уточнение значения $T_{1/2}$ являются первостепенной задачей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С АНТИНЕЙТРИТО ОТ РЕАКТОРОВ

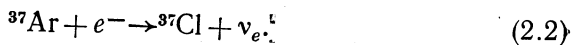
ОПЫТЫ ГРУППЫ ДЭВИСА

Для наблюдения обратных β -процессов требуются мощные потоки нейтрино. Однако падающее на Землю из космоса нейтринное излучение имеет недостаточную интенсивность, и лишь в последнее время предприняты попытки зарегистрировать нейтрино от наиболее мощного естественного источника — Солнца. Эксперименты [8] дали пока лишь верхнюю границу нейтринного потока — $2 \cdot 10^6 \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{сек})$. Поэтому непосредственное наблюдение реакций, вызванных нейтрино, стало возможным после создания мощных ядерных реакторов с потоком нейтрино около $10^{13} \bar{\nu} / (\text{см}^2 \cdot \text{сек})$. Ядерный реактор является источником антинейтрино, которые возникают при β^- -распаде продуктов деления, содержащих избыточное число нейтронов (среднее число антинейтрино составляет [36] 6,06 на один акт деления). Это позволяет изучать реакции типа (В.5), запрещенные ЗСЛЗ.

В 1946 г. Б. М. Понтекорво [37] указал, что если ν_e и $\bar{\nu}_e$ тождественны, то антинейтрино из реактора могут вызвать реакцию



обратную по отношению к электронному захвату в ^{37}Ar ($T_{1/2} = 35$ дней)



Обнаружить процесс (2.1) можно физическим выделением аргона из объема хлорсодержащего вещества и регистрацией продуктов его распада.

Сечение реакции (2.1) в предположении тождественности ν_e и $\bar{\nu}_e$, рассчитанное Альварецом [38], равно $\sigma_{\text{теор}} = 2,6 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$. Эксперименты были поставлены группой Дэвиса сначала на Брукхейвенском реакторе [39], а затем на реакторе в Саванна-Ривер [40—42].

Выбор реакции (2.1) обуславливается следующими причинами: 1) аргон — инертный газ и после своего образования не вступает в химические реакции. Это позволяет выделить малое количество радиоактивных атомов ^{37}Ar из большого объема мишени; 2) спектр

антинейтрино, испускаемых осколками деления, имеет максимум примерно при 1,5 Мэв и экспоненциально спадает для более высоких энергий. Поэтому важное значение имеет порог реакции обратного β -распада. Как известно, наименьший порог можно получить в процессе, обратном электронному захвату. Для перехода $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ пороговая энергия $E_{\nu}^{\text{пор}} = 0,814 \text{ Мэв}$; 3) распад ^{37}Ar является разрешенным переходом ($\lg ft = 5,058$), и поэтому величина сечения обратного β -процесса сравнительно велика.

Несмотря на большие нейтринные потоки и благоприятные условия реакции, проведение этого эксперимента чрезвычайно трудно и потребовало многолетней работы. Дадим здесь лишь грубую схему методики эксперимента.

После облучения большого количества (от 4 до 10 м³) CCl_4 за защитой реактора в течение примерно двух периодов полураспада ^{37}Ar образовавшиеся радиоактивные атомы выделяются из мишени вместе с носителем (0,1 — 1 см³ неактивного ^{36}Ar) промыванием объема с CCl_4 гелием. Аргон отделяется адсорбированием в ловушке с активированным углем, которая охлаждается жидким азотом, очищается от примесей и вводится в миниатюрный счетчик Гейгера — Мюллера. В нем регистрируются электроны Оже с энергией 2,8 кэв, которые вылетают в 80% случаев распада. Детектор окружен кольцом других счетчиков, включенных на антисовпадения, для защиты от космического фона. Дополнительно вся система помещается в защиту из стали и ртути. Эти меры приводят к тому, что фон счетчика составляет несколько импульсов в сутки. Эффективность выделения аргона превышает 90%. Таким образом, общая эффективность выделения и регистрации достаточно высока.

В ряде последовательных работ приводится все более уменьшающаяся величина верхней границы сечения реакции (2.1): $\sigma_{\text{экс}} \leq 2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$ (1955); $\leq 0,9 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$ (1956); $\leq 1,1 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$ (1957); $\leq 0,25 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$ (1959). Наименьшее значение, полученное с использованием 11700 л CCl_4 , было сообщено автором в «Бюллетене американского физического общества», но подробной публикации не появилось. В качестве окончательного результата используем $\sigma_{\text{экс}} = (0,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$, обычно приводимое в обзорах, (см., например, [43]).

Как показали опыты по регистрации солнечных нейтрино [44], остаточная активность ^{37}Ar индуцируется протонами, возникающими при ядерных реакциях с космическими мюонами. Существенное повышение точности в опытах с ^{37}Ar связано со значительными трудностями (увеличение мощности реактора, углубление под землю для защиты от мюонов и т. д.).

ПЛАНИРУЕМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ИМПУЛЬСНОМ ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

В настоящее время рассматривается возможность изучения обратного β -распада с использованием в качестве источника антинейтрино мощного импульсного ядерного реактора [45]. Эффективная

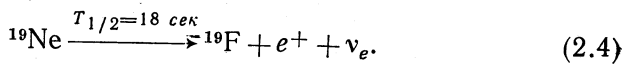
длительность нейтринного импульса определяется временем жизни осколков деления с достаточно высокой границей энергии β -спектра и составляет несколько секунд. Ожидаемая интенсивность потока $\tilde{\nu}_e$ в месте расположения аппаратуры достигает примерно $2 \cdot 10^{16} \tilde{\nu}_e/\text{см}^2$ за одну вспышку реактора при интервале между вспышками около 2,5 μ , в то время как на обычном реакторе она составляет около $10^{13} \tilde{\nu}_e/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$.

Использование импульсного реактора позволяет, во-первых, резко улучшить соотношение эффекта и фона, вызванного образованием радиоактивных атомов космическим излучением (эта возможность реализуется в том случае, если выделение продуктов реакции происходит за время, много меньшее интервала между вспышками); во-вторых, при экспрессном выделении подобрать реакцию, приводящую к образованию короткоживущих изотопов, что сокращает время их регистрации и уменьшает вклад собственного фона счетчика.

Этому требованию удовлетворяет процесс



который может быть зарегистрирован по позитронам распада ${}^{19}\text{Ne}$ из реакции



Граничная энергия позитронного спектра $E_{\beta^+}^{\text{max}} = 2,2 \text{ Мэв}$. Пороговая энергия $\tilde{\nu}_e$ для реакции (2.3) равна $3,2 \text{ Мэв}$. Так как ядра ${}^{19}\text{F}$ и ${}^{19}\text{Ne}$ зеркальные, то переход (2.4) является сверхразрешенным: $\lg ft = 3,29$ и $\sigma_{\text{теор}} \approx 1,0 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$ (в предположении тождественности ν_e и $\tilde{\nu}_e$).

В качестве вещества мишени предложено использовать раствор KF. Главная трудность эксперимента состоит в необходимости эффективного выделения ${}^{19}\text{Ne}$ из большого объема мишени за время, меньшее 20 сек. Опыты, проведенные на моделях, показали, что задачу экспрессного выделения можно решить. Это позволит в эксперименте на импульсном реакторе достичь чувствительности при поисках запрещенной реакции (2.3), лучшей 10^{-46} см^2 . Если учесть, что теоретическое значение сечения примерно равно 10^{-44} см^2 , то это означает повышение точности на порядок по отношению к опытам Дэвиса.

ОЦЕНКА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ ВОЗМОЖНОГО НАРУШЕНИЯ СОХРАНЕНИЯ ЛЕПТОНОВ

Рассмотрим выводы, которые можно сделать из опытов по поиску обратных β -процессов, идущих с нарушением закона сохранения лептонов. В известных расчетах сечения реакции (2.1) не учитывались переходы на возбужденные уровни ${}^{37}\text{Ag}$. Впервые на эту возможность

обратил внимание Бакал [46] в связи с проблемой регистрации солнечных нейтрино:



Наибольший вклад в эту реакцию дают четыре состояния ${}^{37}\text{Ar}$ (см. схему уровней):

${}^{37}\text{Ar}$	{	5,15 Мэв — 3/2 ⁺ , 3/2
		1,61 Мэв — 5/2 ⁺ , 1/2
		1,42 Мэв — 1/2 ⁺ , 1/2
		0 Мэв — 3/2 ⁺ , 1/2
		${}^{37}\text{Cl}$ 3/2 ⁺ , 3/2
		$J^{(\pi)}, T$

где J — момент; T — изотопический спин; π — четность.

Уровень с энергией возбуждения 5,15 Мэв аналоговый по отношению к основному состоянию ${}^{37}\text{Cl}$, поэтому переход на него является сверхразрешенным. Используя данные Бакала [46] о матричных элементах перехода в возбужденное состояние ${}^{37}\text{Ar}$ и спектр антинейтрино из реактора, рассчитанный Авиноном [36], можно найти сечение перехода в эти состояния. Результаты расчета приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4*

Характеристика уровней ${}^{37}\text{Ar}$			Тип перехода	Сечение $10^{-45} \text{см}^2 / \sqrt{\nu}$ деления
$E, \text{Мэв}$	$J \pi$	T		
0	3/2 ⁺	1/2	Разрешенный Гамова — Теллера	2,68
1,42	1/2 ⁺	1/2	То же	2,75
1,61	5/2 ⁺	1/2	»	3,2
5,15	3/2 ⁺	3/2	Сверхразрешенный Ферми и Гамова — Теллера	0,53

* Так как при расчетах ν_e и $\bar{\nu}_e$ считаются неполяризованными, то в величину сечений не входит множитель два, вводимый для двухкомпонентного нейтрино [47].

Полное сечение реакции (2.1) равно

$$\sigma_{\text{теор}} = 9,2 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2, \quad (2.6)$$

что гораздо больше значения, принимавшегося раньше ($\sigma_{\text{теор}} = 2,6 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$). Точность результатов (2.7) определяется неопределенностью оценок матричных элементов и спектра антинейтрино. Во всяком случае, погрешность не превышает 25%.

Из (2.3) и (2.7) можно получить оценку для верхней границы нарушения закона сохранения лептонного заряда

$$\delta^2 = \frac{\sigma_{\text{эксп}}}{\sigma_{\text{теор}}}, \quad \delta \leq 0,3. \quad (2.7)$$

Как видно, результаты этого эксперимента имеют худшую точность по сравнению с 2β -распадом. Однако полная информация, получаемая в этих двух типах опытов, может быть неэквивалентна. Во-первых, это связано с возможностями, обсуждавшимися в первой части (рассмотрение 2β -распада как процесса первого порядка без участия нейтрино и т. п.). Во-вторых, это может быть обусловлено свойствами конкретных ядер. Для примера рассмотрим следующую

Таблица 5

Экспериментальная методика	Исследуемый процесс	δ (значения из известных экспериментов)
Масс-спектрометрические опыты	$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$\leq 0,05$
	$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	$\leq 0,15$
	$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	$\leq 0,2$
Опыты по регистрации электронов распада	$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	$\leq 3 \cdot 10^{-4}$
	$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$\leq 0,1$
Радиохимические опыты	$\tilde{\nu}_e + ^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$	$\leq 0,3$

спекулятивную возможность. Пусть члены, не сохраняющие лептонный заряд, дают вклад только в векторную часть взаимодействия. При 2β -распаде исследовавшихся ядер главные компоненты фермиевских матричных элементов обращаются в нуль из-за разности изотопических спинов конечного и начального ядер. Тогда опыты по безнейтринному 2β -распаду и опыты Дэвиса с ^{37}Cl мало чувствительны к нарушению ЗСЛЗ. В то же время в опытах по поиску захвата $\tilde{\nu}_e$ ^{19}F фермиевский матричный элемент дает большой вклад, так как переход является сверхразрешенным. Сводка основных результатов приведена в табл. 5.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Б. М. Понтекорво и Л. А. Микаэляну за полезные обсуждения рассматривавшихся здесь вопросов, а также Л. М. Сороко, Т. А. Стриж, Г. А. Нежданову, Ю. П. Чертову и Г. В. Шавельзон за помощь в подготовке обзора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. «Докл. АН СССР», 1952, **86**, 505.
2. Копорински Е. Ж., Махмуд Н. Phys. Rev., 1953, **92**, 1045.
3. Понтекорво Б. М. ЖЭТФ, 1967, **53**, 1717.
4. Понтекорво Б. М. ЖЭТФ, 1958, **34**, 247.

5. Gribov V., Pontecorvo B. Phys. Lett., 1969, **28B**, 493.
6. Понтекорво Б. М. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, **33**, 1787.
7. Bahcall J. N.; Frautschi S. C. Phys. Lett., 1969, **29B**, 623.
8. Davis R., Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1205.
9. Bahcall J. N. e. a. Phys. Rev. Lett., 1968., **20**, 1209.
10. Oster L. Phys. Rev. Lett., 1970, **23**, 987.
11. Pontecorvo B. Phys. Lett., 1968, **26B**, 630.
12. Primakoff H., Rosen S. P. Phys. Rev., 1969, **184**, 1925.
13. Primakoff H., Sharp D. H. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 501.
14. Ryan C., Okubo S. Suppl. Nuovo cimento, 1964, **2**, 3, 234.
15. Primakoff H., Rosen S. P. Repts. Progr. Phys., 1959, **22**, 121.
16. Аллен Дж. Нейтрино, М., Изд-во иностр. лит., 1960.
17. Antonio Dell, Fiorini E. Suppl. Nuovo cimento, 1960, **17**, 1, 132.
18. Лазаренко В. Р. УФН, 1966, **90**, 601.
19. Daniel H. e. a. Nucl. Phys., 1965, **63**, 145.
20. Zeldes N. e. a. Nucl. Phys., 1965, **63**, 1.
21. Inghram M. G., Reynolds J. H. Phys. Rev., 1949, **76**, 1265; Phys. Rev., 1950, **78**, 822.
22. Hayden R. J., Inghram M. G. Nat. Bur. Stand. Sirc., 1953, **522**, 189.
23. Такаока Н., Ogata K. Z. Naturforsch., 1966, **21a**, 84.
24. Герлинг Е. К. и др. «Ядерная физика», 1967, **6**, 311.
25. Kirsten T. e. a. Z. Physik, 1967, **202**, 273.
26. Kirsten T. e. a. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1300.
27. Fiorini E. e. a. Lett. Nuovo cimento, 1970, **3**, 149.
28. Der Mateosian E., Goldhaber M. Phys. Rev., 1966, **146**, 810.
29. Vardin R. K. e. a. Phys. Lett., **26B**, 1967, 112.
30. Greuling E., Whytten R. C. Ann. Phys., 1960, **11**, 510.
31. Furry W. H. Phys. Rev., 1939, **56**, 1184.
32. Слив Л. А. ЖЭТФ, 1950, **20**, 1035.
33. Khodel V. A. Phys. Lett., 1970, **32B**, 583.
34. Ходель В. А. «Ядерная физика», 1970, **12**, 11.
35. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., «Наука», 1965.
36. Avignon F. T. e. a. Phys. Rev., 1968, **170**, 931.
37. Pontecorvo B. M. Chalk River Lab. Rep., PD-205, 1946.
38. Alvarez L. W. Univ. of Calif. Rad. Lab. Rep., UCRL-328, 1949.
39. Davis R., Jr. Phys. Rev., 1955, **97**, 766.
40. Davis R., Jr. Bull. Amer. Phys. Soc., 1956, **1**, 219.
41. Davis R., Jr. Proc. Int. Conf. on Radioisotopes, 1958, **1**, 728.

42. Davis R., Jr., Harmer D. S. Bull. Amer. Phys. Soc., 1959, 4, 217.
43. Wu C. S., Moszkowsky S. A. Beta Decay, Interscience Publishers, 1966.
44. Davis R., Jr. Phys. Rev. Lett., 1964, 12, 303.
45. Боровой А. А. и др. «Ядерная физика», 1970, 11, 790.
46. Bahcall J. N. Phys. Rev., 1964, 135B, 137.
47. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., 1957, 105, 1671.