1984 г. Август *Том 143, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539 [.123+.165]

ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД И МАССА НЕЙТРИНО

М. Г. Щепкин

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 513
1. Массовая матрица нейтрино. Феноменология 516
2. Масса нейтрино в калибровочных теориях 519
3. Двойной β-распад и другие процессы, чувствительные к массе нейтрино . . . 525
4. Вероятность двойного β-распада 528
а) Легкое майорановское нейтрино 529
б) Тяжелое майорановское нейтрино 531
в) Правые токи 531
г) Хиггсовские механизмы 2β (0ν)-распада 535
д) $2\beta^+$ (0ν)-распад, $e^- \to e^+$-переходы на ядре 537
е) Двойной β-распад с участием майорона 537
ж) Двойной β-распад с излучением двух нейтрино 539
з) Учет кулоновского поля ядра 540
и) Численные оценки. Ограничения на параметры несохранения лептонов 541
5. Что будет означать обнаружение 2β (0ν)-распада? 543
Заключение 544
Приложение I 545
Приложение II 546
Цитированная литература 549

ВВЕДЕНИЕ

Двойной безнейтринный бета-распад обсуждается уже несколько десятилетий [1,2]. История возникновения и развития проблемы 2β-распада подробно излагается в статьях [3-5].

Попытки обнаружения безнейтринного 2β-распада представляются весьма сложной экспериментальной задачей, так как период 2β (0 ν)-распада (если он происходит) составляет не менее чем 10^{21}—10^{22} лет, а характерные энергии продуктов распада не превышают нескольких МэВ. Эксперименты по двойному β-распаду делятся на прямые и косвенные. Косвенные эксперименты основаны на геохимическом анализе древних пород, содержащих изотопы Te^{130}, Te^{128} и Se^{82}, которые при двойном β-распаде переходят в Xe^{130}, Xe^{128} и Kr^{82} соответственно. Среди них особый интерес представляют данные по отношению периодов полураспада $T_{1/2}$ (Te^{128})/$T_{1/2}$ (Te^{130}) [7]. Анализ этих данных не противоречит существованию безнейтринного распада, однако результаты разных экспериментов противоречат друг другу [8, 9]. Поэтому утверждать существование (или отсутствие) 2β (0ν)-распада, основываясь только на известных косвенных данных, явно преждевременно. Из прямых опытов сегодня известны лишь верхние границы на вероятность 2β (0ν)-распада.

Чем же интересен 2β (0ν)-распад? На разных этапах равития теории слабых взаимодействий интерес к этому явлению был обусловлен разными при-

чинами. Так, например, до того, как была установлена V — A-структура слабых заряженных токов, утверждалось, что поиск 2β (0ν)-распада является одним из способов проверки тождественности нейтрино и антинейтрино. В то время считалось, что β-распадное взаимодействие описывается комбинацией скалярного и тензорного вариантов взаимодействия, а в таком случае единственным препятствием для безнейтринного 2β-распада является различие нейтрино и антинейтрино. Впоследствии была установлена V — A-структура фермиевского взаимодействия, что в свою очередь означало наличие дополнительного (так называемого кирального) запрета на безнейтринный 2β-распад. Казалось бы, шансы на то, что 2β (0ν)-распад происходит, резко сократились. Во всяком случае было ясно, что на оценки времени жизни, полученные на основе «старой» теории без кирального запрета [3, 10], ориентироваться уже нельзя. Несмотря на это, экспериментальные поиски 2β (0ν)-распада продолжались. Параллельно проводилось теоретическое изучение проблемы, заключавшееся в исследовании модификаций общепринятых схем, допускающих процессы с изменением лептонного заряда.

В 1960 г. в работе [11] была впервые вычислена вероятность распада, исходя из предположения о существовании майорановской массы нейтрино [2]. Одновременно рассматривалась и другая возможность: примесь правых токов (V + A) при дополнительном предположении о тождественности нейтрино и антинейтрино [11–14].

В 1968 г. Б. М. Понтекорво, исходя из аналогии с вольфенштейновским взаимодействием [15], меняющим странность на две единицы, предположил существование взаимодействия с $\Delta L = 2$ [7]. Было показано, что поиски 2β (0ν)-распада являются чувствительным способом проверки этой гипотезы, если константы $\Delta L = 2$- и $\Delta S = 2$-взаимодействий одинаковы [16,17].

Сегодняшний интерес к двойному безнейтринному β-распаду в основном связан с возможным существованием майорановской массы нейтрино. Эксперимент, поставленный в ИТЭФ [18], по измерению β-спектра трития свидетельствует о наличии эффекта, который может быть объяснен ненулевой массой нейтрино, излучаемого в β-распаде. Серьезным (хотя и косвенным) аргументом в пользу конечной массы нейтрино считается существование скрытой массы Вселенной [19]. Оба экспериментальных факта, столь различных по своей природе, находят естественное объснение, если допустить, что масса электронного нейтрино составляет несколько десятков электрон-вольт. Дираковская и майорановская массы при этом совершенно равноправны. Поэтому, например, отличие от нуля массы нейтрино, излучаемого в обычном β-распаде, не является достаточным условием существования безнейтринного 2β-распада. В то же время с точки зрения популярных в настоящее время теорий Великого объединения массу нейтрино, лежащую в диапазоне десятков электрон-вольт, более естественно интерпретировать как майорановскую. В отличие от дираковской, майорановская масса может выполнять как бы две функции. Первая (общая для двух типов масс) — кинематическая, когда масса рассматривается как величина, определяющая положение полюса пропагатора нейтрино. Вторая функция майорановской массы заключается в том, что она характеризует амплитуду перехода с изменением лептонного заряда на ± 2. Поэтому возникновение майорановской массы означает нарушение симметрии, с которой ассоциируется сохранение лептонного заряда. Как известно, наиболее предпочтительным, не влияющим на перенормируемость теории, является хиггсовский механизм спонтанного нарушения симметрии. Следствия спонтанного нарушения сохранения лептонного заряда существенно зависят от того, является ли соответствующая симметрия локальной (калибровочной) или глобальной. Эти следствия в свою очередь позволяют судить о том, насколько естественно ожидать нарушение сохранения лептонного заряда и связанное с ним появление майорановской массы. Допустим, что все законы сохранения, в том числе и сохранение лептонов, связаны с локальными симметриями. Тогда каждой строго сохраняющейся величине соответствует без-

массовое калибровочное поле. К таким величинам относится электрический заряд, взаимодействующий с безмассовым электромагнитным полем. Существование безмассового гравитационного поля отвечает сохранению энергии и импульса [20]. Если лептонный заряд также является строго сохраняющейся величиной, то должно существовать соответствующее безмассовое калибровочное поле — второй «фотон». Отсутствие такого «фотона», имеющего заметную константу связи с лептонами, вызывает подозрение, что лептонный заряд не сохраняется, а соответствующая симметрия нарушена. Масса «фотона», возникающая при спонтанном нарушении симметрии, может быть довольно большой и оказаться далеко за пределами детектируемости. Таким образом, если сохранение лептонного заряда ассоциируется с калибровочной симметрией, то более естественно ожидать, что эта симметрия нарушена, а нейтрино обладает майорановской массой.

Другая возможность состоит в том, что сохранение лептонного заряда связано с глобальной симметрией и второго «фотона» просто не существует. Такова ситуация, например, в стандартной модели $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$ [21–25]. Как известно, в минимальном варианте модели массы нейтрино (дираковская и майорановская) равны нулю. Если «добавить» правое нейтрино, то дираковская масса может возникать за счет того же механизма, который «дает» массы остальным частицам. При этом естественно ожидать, что масса нейтрино порядка масс остальных фермионов данного поколения. Такая ситуация, однако, явно противоречит опыту: массы нейтрино (если они существуют) намного меньше масс их заряженных партнеров для всех известных поколений. Механизм возникновения майорановской массы отличен от того, который приводит к появлению дираковских масс. В стандартной модели «мягкое» включение майорановской массы означает нарушение глобальной симметрии, с которой было связано сохранение лептонного заряда. Как известно, при спонтанном нарушении непрерывной глобальной симметрии возникают безмассовые голдстоуновские частицы [26,27]. В данном случае такая частица была названа майороном M^0 [28–30]. Это — реальный физический объект, существование которого должно приводить к новым физическим явлениям. Один из примеров — двойной β-распад с излучением майорона $N \to N'e^-e^-M^0$. Перечисленные возможности возникновения масс нейтрино в единых калибровочных теориях рассматриваются более подробно на конкретных примерах в гл. 2.

Следует также отметить, что в моделях со спонтанно нарушенной глобальной симметрией возникновение майорановской массы — не единственная причина, приводящая к 2β (0ν)-распаду. Расширение сектора хиггсовских частиц с отличным от нуля вакуумным средним неизбежно приводит к появлению механизмов 2β (0ν)-распада [31–33], которые эффективно сводятся к $\Delta L = 2$-взаимодействию Понтекорво [7].

Как уже говорилось, 2β (0ν)-распад может также происходить, если заряженный лептонный ток содержит примесь правой компоненты:

$$j_\mu = \bar{e}\gamma_\mu [1 + \gamma_5 + \eta' (1 - \gamma_5)] \nu,$$

и нейтрино — майорановская частица, для которой выполнено условие $\nu = \bar{\nu}C$. Масса нейтрино может быть сколь угодно мала. До появления единых теорий именно эта возможность обсуждалась чаще других. В калибровочных теориях с лево-правой симметрией могут реализоваться очень близкие к ней возможности, приводящие к практически неотличимым на опыте следствиям. Правые токи заложены в этих моделях с самого начала, а перемешивание нейтрино и антинейтрино обусловлено появлением дираковских и майорановских масс. Чей вклад в амплитуду 2β (0ν)-распада окажется основным — левой майорановской массы или правых токов — зависит от конкретного варианта модели. Более подробно условия, приводящие к $2\beta^-_g(0\nu)$-распаду в моделях с лево-правой симметрией, рассмотрены в гл. 2.

Итак, мы видим, что может существовать довольно много разных механизмов 2β (0ν)-распада. Можно ли отличить на опыте перечисленные возможности, например правые токи от майорановской массы, если 2β (0ν)-распад действительно происходит? Если ориентироваться на прямые опыты, то для этого потребуется измерять угловые и энергетические распределения электронов. Как мы увидим, для ядерных переходов $0^+ \to 0^+$ майорановская масса и правые токи приводят к совершенно разным спектрам одиночных электронов и угловым распределениям. В принципе, можно было бы отличить эти две возможности, ограничившись измерением полных вероятностей распадов разных элементов (с разным энерговыделением). При этом, однако, требуется точное знание амплитуд ядерных переходов. К сожалению, точность их вычисления пока что плохая, оценки разных авторов отличаются более чем на порядок. В этом основная причина расхождения результатов вычислений верхних пределов на параметры несохранения лептонов, которые можно получить из экспериментальных границ на периоды полураспада. В двух словах результаты этих оценок выглядят примерно так: верхняя граница, например, для майорановской массы электронного нейтрино, полученная из прямых опытов по 2β-распаду, лежит в интервале нескольких десятков — сотен электрон-вольт. Область практически очень интересная, если вспомнить об опыте с тритием [18], результат которого можно интерпретировать предположив, что масса излучаемого в β-распаде нейтрино лежит в интервале 14—46 эВ. Если эта масса майорановская, то увеличение точности измерения 2β-распада, скажем, на порядок должно с большой вероятностью привести к желаемому результату. В действительности, однако, ситуация может оказаться более сложной. Даже если в лагранжиане присутствуют только майорановские массовые члены, то все равно нет однозначного соответствия между массой, определяющей амплитуду 2β (0ν)-распада, и массой, проявляющейся в β-спектре трития. Ниже это будет обсуждаться более подробно.

В гл. 1 рассмотрены некоторые вопросы феноменологии массового лагранжиана нейтрино. Гл. 2 содержит краткий обзор моделей, в которых возникают левые майорановские массы. Затем проводится сравнение 2β-распада с другими процессами, чувствительными к нейтринным массам. В последующих главах приводятся выражения для матричных элементов, а также спектры и угловые распределения конечных электронов в различных 2β-переходах. Эти характеристики, в отличие от абсолютной величины амплитуды распада, можно предсказать практически однозначно. В последних главах приводятся численные оценки и краткая сводка результатов.

1. МАССОВАЯ МАТРИЦА НЕЙТРИНО. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

В этой главе рассматривается наиболее общий случай массовой матрицы нейтрино и ее диагонализация, а также некоторые частные случаи, представляющие интерес при изучении двойного β-распада. Этот анализ необходим при рассмотрении механизмов возникновения масс нейтрино в единых калибровочных теориях, а также при сравнении 2β (0ν)- распада с другими явлениями, чувствительными к массам нейтрино.

Если ограничиться одним поколением фермионов, т. е. рассматривать нейтрино одного сорта (скажем, $\nu = \nu_e$), то в общем случае лагранжиан может содержать массовые члены вида [34–40]

$$-L = m\bar{\psi}\psi + m_+\psi^{\mathrm{T}} C\psi + m_-\psi^{\mathrm{T}} C\gamma\gamma_5\psi + \text{э.с.}; \tag{1}$$

здесь m — обычная дираковская масса, m_+ и m_- — майорановские массы. Дираковский массовый член сохраняет любой заряд, которым обладает поле ψ; майорановские — изменяют этот заряд на две единицы. Удобно перейти от четырехкомпонентных спиноров ψ к киральным компонентам ν_{L} и ν_{R}:

$$\nu_{\mathrm{L,\,R}} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}\psi.$$

При нулевых массах существует однозначное соответствие между индексами L и R и спиральностями нейтрино. Если массы отличны от нуля, то ν_L и ν_R могут иметь любую спиральность.

В терминах киральных полей ν_L и ν_R лагранжиан (1) имеет вид

$$-L = m_D \bar{\nu}_L \nu_R + m_L \nu_L^T C \nu_L + m_R \nu_R^T C \nu_R, \tag{2}$$

где $m_{L,R}$ связаны с $m_\pm$ соотношениями

$$m_\pm = \frac{1}{2}(m_L \pm m_R), \qquad m = m_D. \tag{3}$$

Если все три массовых члена отличны от нуля, то ν_L и ν_R не являются собственными состояниями гамильтониана и не имеют определенных масс. Диагональные состояния (обозначим их φ_1 и φ_2) с определенными массами μ_1 и μ_2 являются ортогональными суперпозициями состояний ν_L и ν_R:

$$\begin{aligned} \varphi_{1L} &= \nu_L \cos\alpha + \nu_L^c \sin\alpha, \quad & \varphi_{1R} &= \nu_R^c \cos\alpha + \nu_R \sin\alpha, \\ \varphi_{2L} &= \nu_L \sin\alpha - \nu_L^c \cos\alpha, \quad & \varphi_{2R} &= \nu_R^c \sin\alpha - \nu_R \cos\alpha. \end{aligned} \tag{4}$$

Угол смешивания α и массы μ_1 и μ_2 выражаются через параметры начального лагранжиана:

$$\mu_{1,2} = m_+ \pm \sqrt{m_-^2 + m_D^2}, \quad \operatorname{tg} 2\alpha = \frac{m_D}{m_-}. \tag{5}$$

φ_1 и φ_2 описывают майорановские состояния, для которых выполнено условие

$$\varphi_{1,2}^T = \bar{\varphi}_{1,2} C,$$

$C = i\gamma_2\gamma_0$ — матрица зарядового сопряжения. Обратное преобразование, выражающее ν_L и ν_R через диагональные состояния $\varphi_{1,2}$, имеют вид

$$\nu_L = \nu_{1L} \cos\alpha + \varphi_{2L} \sin\alpha, \quad \nu_R = \varphi_{1R} \sin\alpha - \varphi_{2R} \cos\alpha. \tag{6}$$

Рассмотрим два предельных случая, которые представляют интерес при изучении двойного β-распада.

1. Все массы, входящие в лагранжиан (2), одного порядка, $m_D \sim m_L \sim m_R$ либо $m_L \gg m_D, m_R$. Тогда амплитуда 2β (0ν)-распада пропорциональна m_L и не зависит от двух остальных.

2. $m_L = 0$, $m_D \ll m_R$; тогда одно из диагональных состояний будет легким с массой $\mu_1 = m_D^2/m_R \ll m_D$, а второе — тяжелым, $\mu_2 \sim m_R$. При этом левое нейтрино ν_L в основном содержит примесь легкого нейтрино φ_1, а правое — тяжелого φ_2:

$$\nu_L \approx \varphi_{1L} + \frac{m_D}{m_R}\varphi_{2L}, \quad \nu_R \approx \frac{m_D}{m_R}\varphi_{1R} - \varphi_{2R}. \tag{7}$$

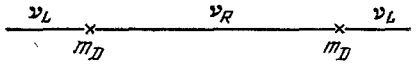

Рис. 1.

Допустим далее, что m_R значительно превышает характерные энергии в рассматриваемом процессе (в данном случае — это импульс виртуального нейтрино, равный по порядку величины обратному расстоянию между нуклонами). Тогда основной вклад в амплитуду 2β (0ν)-распада будут давать легкое нейтрино, а вклад тяжелого экспоненциально мал. Таким образом, этот предельный случай эквивалентен введению эффективной левой майорановской массы $m_L = m_D^2/m_R$. Диаграмма, иллюстрирующая последнее высказывание, изображена на рис. 1. Амплитуда, отвечающая этой диаграмме, дает майорановский массовый член вида $m_L \nu_L^T C \nu_L$, где m_L пропорциональна квадрату дираковской массы m_D, деленной на m_R, которая входит от пропагатора правого нейтрино. При этом мы учли малость m_D и импульса нейтрино по сравнению с m_R.

Такова ситуация в случае одного поколения фермионов. Если допустить перемешивание нейтрино разных поколений (ν_e, ν_μ, ν_τ и т.д.), то в самом общем случае лагранжиан имеет вид (2), где под m_D, m_L и m_R следуют понимать матрицы, действующие в пространстве поколений:

$$-L = m^{D}_{ik}\bar{\nu}_{iL}\nu_{kR} + m^{L}_{ik}\nu^{T}_{iL}C\nu_{kL} + m^{R}_{ik}\nu^{T}_{iR}C\nu_{kR}, \qquad i, k = e, \mu, \tau, \ldots \tag{8}$$

Входящие в (8) три массовые матрицы $N \times N$, где N — число поколений, можно представить в виде одной $2N \times 2N$-матрицы вида

$$\begin{pmatrix} m^{L*}_{ik} & \frac{1}{2} m^{D}_{ik} \\ \frac{1}{2} m^{DT}_{ik} & m^{R}_{ik} \end{pmatrix}. \tag{9}$$

Диагонализация лагранжиана сводится к отыскиванию унитарной $2N \times \times 2N$-матрицы K, выражающей нейтрино определенного сорта i ($i = e$, μ, τ, ...) через диагональные φ_A, число которых равно $2N$. Детали этой процедуры можно найти в работах [34,35,37,39,40].

Рассмотрим более подробно случай, когда отличны от нуля только левые майорановские массы. Тогда для трех поколений лептонов ($i = e$, μ, τ) лагранжиан

$$-L = m^{L}_{ik}\nu^{T}_{iL}C\nu_{kL} + \text{э.с.} \tag{10}$$

после диагонализации приводится к виду

$$-L = \sum_{A=1}^{3} \mu_A \bar{\varphi}_A \varphi_A$$

Аналогичный лагранжиан для $N = 2$ ($i = e$, μ) был рассмотрен впервые Грибовым и Понтекорво [41]. Диагональные состояния φ_A майорановские ($\varphi^{T}_{A} = \bar{\varphi}_A C$) и связаны с ν_e, ν_μ и ν_τ унитарной 3×3-матрицей U_{Ai}:

$$\varphi_{AL} = U_{Ai}\nu_{iL}, \quad \varphi_{AR} = U^{*}_{Ai}\nu^{c}_{iR}.$$

Обратные преобразования имеют вид

$$\nu_{iL} = U^{+}_{iA}\varphi_{AL}, \quad \nu^{c}_{iR} = U^{T}_{iA}\varphi_{AR}.$$

Индексы L и R, как и прежде, означают

$$\varphi_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}\varphi.$$

Допустим, что все массы в лагранжиане (8) одного порядка. Тогда амплитуды переходов с $\Delta L_e = 2$ (в том числе и 2β (0ν)-распада) пропорциональны элементу массовой матрицы m^{L}_{ee}, который выражается через массы μ_A диагональных состояний φ_A с помощью матрицы U_{Ai}:

$$2m^{L}_{ee} = \sum_{A} \mu_A U^{2}_{eA}.$$

В том случае, когда в лагранжиане (10) отличен от нуля только один член

$$-L = m^{L}_{ee}\nu^{T}_{eL}C\nu_{eL} + \text{э.с.},$$

m^{L}_{ee} (точнее $2m^{L}_{ee}$) интерпретируется как масса майорановского электронного нейтрино.

Более подробно изложение вопросов, связанных с исследованием массовой матрицы нейтрино, включая разные предельные случаи, можно найти в статьях [34–43].

2. МАССА НЕЙТРИНО В КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ

В этой главе обсуждаются различные механизмы 2β (0ν)-распада, возникающие в единых теориях со спонтанным нарушением симметрии, отвечающей сохранению лептонного заряда. В дальнейшем для краткости мы будем называть эту симметрию L-симметрией. Наряду с майорановской массой, появление которой естественно ожидать при спонтанном нарушении L-симметрии, возможны и другие механизмы, приводящие к переходам с $\Delta L = \pm 2$.

Начнем с моделей, основанных на стандартной группе Вайнберга — Салама $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$ [21–25], ограничившись для начала одним поколением фермионов. Как известно, в стандартной модели с минимальным набором мультиплетов частиц массы нейтрино (как майорановские, так и дираковские) равны нулю. Дираковская масса нейтрино может возникать по аналогии с массами остальных частиц (кварков и заряженных лептонов). Для этого надо «добавить» правое нейтрино (синглет по группе $SU(2) \times U(1)$) и ввести взаимодействие нейтрино с дублетом φ: $f \cdot \bar{\nu}_L \nu_R (\varphi)^+$. Спонтанное нарушение симметрии, вызванное ненулевым вакуумным средним $\langle \varphi^0 \rangle = v$ приводит к появлению дираковской массы нейтрино, равной fv. При отсутствии дополнительных вкладов в массовую матрицу нейтрино следует предположить, что взаимодействие нейтрино с полем φ должно быть на много порядков слабее взаимодействия с φ электронов. Столь большое различие констант взаимодействия частиц одного поколения с одним и тем же полем φ кажется неестественным.

Возможность мягкого включения майорановской массы изучалась в работах [44,28–30]. Рассмотрим две возможности, обсуждавшиеся в работах [28–30]. Ясно, что для появления майорановской массы необходимо предположить существование дополнительных хиггсовских частиц, несущих удвоенный лептонный заряд.

Допустим, что существует взаимодействие левых и правых нейтрино с $SU(2)$-дублетом φ вида $f\bar{\nu}_L \nu_R (\varphi)^+$, причем константа f порядка константы взаимодействия φ с другими фермионами того же поколения (в данном случае — это электрон и легкие кварки). Тогда в результате спонтанного нарушения симметрии $SU(2) \times U(1)$ в лагранжиане возникает дираковская масса электронного нейтрино порядка масс других фермионов. Предположим, далее, что правое нейтрино ν_R взаимодействует майораноподобным образом с новым скалярным хиггсовским полем χ, синглетом по отношению к стандартной группе:

$$f_R \nu_R^T C \nu_R (\chi)^+. \tag{11}$$

Поскольку ν_R — также $SU(2) \times U(1)$-синглет, то введение такого взаимодействия не изменяет свойств симметрии модели. Если полю χ приписать удвоенный лептонный заряд, то взаимодействие (11) будет также сохранять лептонный заряд. Сохранение лептонов ассоциируется с глобальной группой $U(1)_L$, которая является внешней по отношению к калибровочной группе $SU(2) \times U(1)$. Спонтанное нарушение $U(1)_L$, которое может происходить за счет появления вакуумного среднего поля χ, должно привести к возникновению правой майорановской массы $m_R = f_R u$, где $u = \langle \chi^0 \rangle$. Нарушение L-симметрии должно в свою очередь приводить к наблюдаемым процессам с изменением лептонного заряда на две единицы (например, к 2β (0ν)-распаду), причем амплитуды процессов с $\Delta L = \pm 2$ определяются величинами конконстант связи лептонов с хиггсовскими частицами и вакуумными средними $\langle \varphi^0 \rangle$ и $\langle \chi^0 \rangle$. Допустим, что m_R значительно больше, чем дираковская масса, и составляет, к примеру, ~ 100 ГэВ. Тогда возникает ситуация, рассмотренная нами в предыдущем разделе: левое нейтрино в основном содержит примесь легкого диагонального состояния с массой $\sim m_D^2/m_R$, а примесь тяжелого (с массой $\sim m_R$) мала и пропорциональна m_D/m_R. Как уже говорилось,

результативно такая схема эквивалентна введению левой майорановской массы $m_L = m_D^2/m_R$. Эта возможность была рассмотрена в работе [28]. Поскольку в данном случае L-симметрия глобальная, ее спонтанное нарушение должно сопровождаться появлением безмассового голдстоуновского бозона [26]. В данном случае непрерывная группа L-симметрии — это группа $U(1)_L$, а безмассовая частица описывается мнимой компонентой ξ хиггсова поля χ:

$$\chi^0 = \langle\chi^0\rangle + 2^{-1/2}(\rho + i\xi). \tag{12}$$

За счет спонтанного нарушения симметрии поле ρ приобретает массу порядка m_R и в силу этого не проявляется в реальных физических процессах. В отличие от него безмассовая псевдоскалярная частица, описываемая полем ξ, должна приводить к новым физическим явлениям уже при низких энергиях. Частицу ξ назвали майороном, поскольку ее юкавовское взаимодействие с нейтрино имеет майораноподобный вид

$$\frac{f_R}{\sqrt{2}}(\xi)^+ \nu_R^T C \nu_R. \tag{13}$$

Константа взаимодействия майорона с левыми нейтрино определяется с точностью до малых поправок константой взаимодействия майорона с легким диагональным нейтрино, которая равна, как нетрудно видеть, $f_L = 2^{-1/2} f_R \times (m_D/m_R)^2$. Взаимодействие майорона с левыми нейтрино также, разумеется, имеет майораноподобный вид:

$$f_L \nu_L^T C \nu_L (\xi)^+ \tag{14}$$

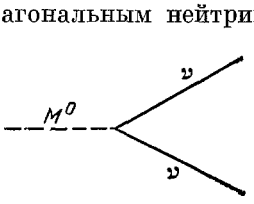

Рис. 2.

и означает возможность (виртуального) перехода майорона в два левых нейтрино (диаграмма рис. 2). Одно из возможных проявлений взаимодействия майорона с левыми нейтрино — двойной β-распад с излучением майорона $N \to N' e^- e^- M^0$, который может конкурировать с «обычным» безнейтринным 2β-распадом, если константа f_L достаточно велика. Подробное сравнение этих двух процессов проводится в последующих разделах. Двойной бета-распад — не единственный процесс, в котором может проявляться безмассовый майорон. Более подробно процессы с участием майорона и ограничения на константу f_L обсуждаются в работах [28–30,45–47].

Левая майорановская масса может возникать спонтанным образом и без участия правых нейтрино. При этом, однако, требуется введение большего числа хиггсовских частиц. Допустим, что левая майорановская масса возникает благодаря вакуумному среднему хиггсовского бозона, взаимодействующего с левыми нейтрино:

$$g \nu_L^T C \nu_L (H^0)^+. \tag{15}$$

Как должно выглядеть SU (2) × U (1)-симметричное взаимодействие, приводящее к юкавовской связи вида (15)? Так как ν_L — компонента SU(2)-дублета $l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$, майорановская комбинация $\nu_L^T C \nu_L$ преобразуется как компонента изовектора. Поэтому H^0 также должен принадлежать триплету. Заряды двух других частиц фиксируются, например, требованием инвариантности относительно U (1)-преобразований (сохранением гиперзаряда, равного удвоенному среднему электрического заряда мультиплета):

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H^0 & H^-/\sqrt{2} \\ H^-/\sqrt{2} & H^{--} \end{pmatrix}.$$

SU (2) × U (1)-симметричное взаимодействие левых лептонов с триплетом $\mathbf{H}$ имеет вид

$$g l_L^T \tau C l_L \mathbf{H}. \tag{16}$$

Легко видеть, что выражение (16) содержит слагаемое, описывающее взаимодействие H^0 с ν_L (15). Если вакуумное среднее $\langle H^0 \rangle$ отлично от нуля, то появляется левая майорановская масса, равная

$$g \langle H^0 \rangle = g \frac{v}{\sqrt{2}}.$$

Вакуумное среднее поля H^0 дает также вклад в массы калибровочных бозонов $W^{\pm}$ и Z^0. Поэтому соотношение между массами W и Z

$$M_W = \cos \theta_W \cdot M_Z,$$

θ_W — угол Вайнберга, которое имеется в стандартной модели SU (2) × U (1) с одним дублетом хиггсовских частиц φ, строго говоря, нарушается. Чтобы не испортить предсказания стандартной модели, которые хорошо согласуются с опытом, необходимо считать, что $\langle H^0 \rangle \ll \langle \varphi^0 \rangle$, где ω^0 — компонента дублета. В рассмотренной ранее схеме аналогичное ограничение на вакуумное среднее поля χ, взаимодействующего с правыми нейтрино, не возникало, так как синглетный хиггсовский бозон связан с калибровочными бозонами только через нейтринную петлю (рис. 3).

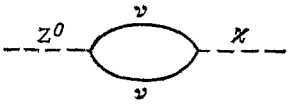

Рис. 3.

Схема с триплетом хиггсовых частиц **H**, взаимодействующих с майораноподобной комбинацией левых лептонов, была рассмотрена в работах [29,30]. В этой схеме, как и в модели [28], спонтанное нарушение лептонного заряда сопровождается возникновением безмассового бозона (майорона). В данном случае структура хиггсовского сектора более сложная, чем в модели [28]; майорон M^0 описывается комбинацией нейтральных компонент дублета φ^0 и триплета H^0:

$$M^0 = [u(H^0 - H^{0*}) - 2v(\varphi^0 - \varphi^{0*})] \left(2\sqrt{2u^2 + 8v^2}\right)^{-1},$$

где, напоминаем, $u = \langle \varphi^0 \rangle$, $v = \sqrt{2}\langle H^0 \rangle$. Как и в предыдущей модели, майорон — псевдоскалярный бозон, способный переходить в пару левых нейтрино. Рассматривая схемы со спонтанным возникновением майорановской массы в стандартной модели, мы ограничивались для простоты одним поколением фермионов. Очевидно, что обе схемы можно обобщить на произвольное число поколений и учесть возможное перемешивание между ними. Тогда, например, схема [29,30] вместо одной константы взаимодействия g триплета H с лептонами будет содержать симметричную матрицу g_{ik} (i, k = e, μ, τ, ...) и взаимодействие будет иметь вид

$$\sum_{i,k} g_{ik} l_{Li}^{T} C \tau l_{Lk} \mathbf{H}^{+} + \text{э.с.} \tag{17}$$

Майорановская массовая матрица, очевидно, равна

$$m_{ik}^{L} = g_{ik} v.$$

Это один из частных случаев, рассмотренных в предыдущей главе, когда лагранжиан содержит только левые нестерильные состояния.

В работе [47] рассматривалось возникновение левой майорановской массы нейтрино в модели SU (5), объединяющей сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия [48,49]. Это прямое обобщение схемы, предложенной в работе [29]. ΔL = 2-переходы в SU (5)-модели возникают за счет спонтанного нарушения глобальной симметрии, с которой связано сохранение $B - L$ — разности барионного и лептонного зарядов. Показано [47], что все низкоэнергетические предсказания те же, что и в стандартной модели со спонтанным нарушением L-симметрии.

Иначе обстоит дело в SO (10)-симметричной модели [50], где сохранение $B - L$ ассоциируется с калибровочной симметрией. Эта симметрия не может

оставаться точной, так как не существует второго безмассового «фотона», взаимодействующего с зарядом $B - L$ с достаточно большой (порядка, скажем, электромагнитной) константой связи. Спонтанное нарушение локальной $B - L$-симметрии не приводит к появлению безмассовых бозонов: они поглощаются механизмом Хиггса [51,52,27], а соответствующее калибровочное поле приобретает массу.

Имеется еще одно соображение в пользу спонтанного нарушения $B-L$ в модели SO (10) Как известно, фундаментальное представление группы SO (10) содержит 16 части [50], включая левые и правые нейтрино (одного поколения). Поэтому дираковская масса m_D должна возникать столь же естественно, как и массы заряженных фермионов, и должна быть порядка массы верхнего кварка (в первом поколении это u-кварк), т. е. порядка нескольких МэВ. В таком виде модель противоречит опыту, поскольку электронное нейтрино в этом случае является собственным состоянием гамильтониана с массой m_D. Как было отмечено Гелл-Манном, Рамоном и Сланским [53], противоречие снимается, если $B - L$-симметрия спонтанно нарушена. Допустим, что в результате спонтанного нарушения $B - L$-симметрии возникает большая правая майорановская масса m_R. Тогда имеется два диагональных состояния: одно легкое с массой $\mu_1 \sim m_D^2/m_R$, а другое тяжелое с $\mu_2 \sim m_R$, причем левое нейтрино в основном содержит примесь легкого состояния. Подобная ситуация уже встречалась: при низких энергиях она эквивалентна введению левой майорановской массы $m_L = \mu_1 \ll m_D$.

В работе Виттена [54] рассмотрены два механизма генерации m_R в модели SO (10). Первая состоит в том, что m_R возникает в древесном приближении за счет вакуумного среднего хиггсовского бозона из 126-плета, несущего удвоенный лептонный заряд и взаимодействующего с майораноподобной комбинацией правых нейтрино $\nu_R^T C \nu_R$. Естественно считать, что это вакуумное среднее порядка энергии, при которой происходит объединение взаимодействий, т. е. не менее 10^{15} ГэВ. «Правая» масса равна вакуумному среднему с точностью до константы юкавовского взаимодействия. Столь большое значение m_R приводит к ничтожно малой эффективной массе $m_L = m_D^2/m_R$, которая может проявиться в осцилляциях солнечных нейтрино (если они происходят).

Если не вводить взаимодействие со 126-плетом хиггсовских частиц, то правое нейтрино атоматически приобретет массы за счет двухпетлевой диаграммы. Подробности этого механизма обсуждаются в работе [54]. Соответствующий вклад в массу m_R оказывается значительно меньше, чем 10^{15} ГэВ. Если это — единственный механизм, дающий вклад в m_R, то для m_L получается оценка $m_L \sim 10^{-7}\, m_q$ [54], где m_q — масса верхнего кварка из того же поколения. Например, для первого поколения $m_L \sim 1$ эВ. Майорановская масса электронного нейтрино такого порядка приводит к временам 2β (0ν)-распада, которые, можно надеяться, доступны эксперименту не столь далекого будущего.

Есть еще один класс моделей, для которых поиск 2β (0ν)- распада может, в принципе, служить критичной проверкой. Речь идет о моделях с лево-правой (L — R) симметрией. Основная идея этих моделей заключается в том, что наблюдаемое на опыте нарушение четности в слабых взаимодействиях свойственно процессам при низкой энергии, а при энергиях, превышающих массы калибровочных бозонов, симметрия между левым и правым восстанавливается. Иными словами, правая симметрия нарушена сильнее левой, в результате чего масса левого W-бозона m_{W_L} значительно меньше массы правого m_{W_R}, что в свою очередь объясняет доминантность V — A-токов в эффективном слабом взаимодействии. Если нарушение L — R-симметрии сопровождается нарушением сохранения лептонного заряда, то возможны механизмы 2β (0ν)-распада, отличные от тех, которые возникали в рассмотренных выше моделях. Наиболее полное рассмотрение этой возможности дано

в работах [55-59]. Первоначально имеется симметрия относительно калибровочной группы $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$, где $B - L$ — разность барионного и лептонного зарядов. Лептоны (для примера электрон и электронное нейтрино) размещены в мультиплетах группы следующим образом:

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad \left(\frac{1}{2},\ 0,\ -1\right),$$
$$l_R = \begin{pmatrix} \nu_R \\ e_R \end{pmatrix} \quad \left(0,\ \frac{1}{2},\ -1\right). \tag{18}$$

Рядом в скобках указаны значения (T_i, T_R, $B - L$), характеризующие трансформационные свойства левых и правых частиц по отношению к преобразованиям группы. Хиггсовский сектор включает следующие частицы:

$$\left.\begin{aligned} \phi &= \begin{pmatrix} \phi_1^0 & \phi_1^+ \\ \phi_2^- & \phi_2^0 \end{pmatrix} \quad \left(\frac{1}{2},\ \frac{1}{2},\ 0\right), \\ \Delta_L &= \begin{pmatrix} \delta_L^+/\sqrt{2} & \delta_L^{++} \\ \delta_L^0 & -\delta_L^+/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1,\ 0,\ 2), \\ \Delta_R &= \begin{pmatrix} \delta_R^+/\sqrt{2} & \delta_R^{++} \\ \delta_R^0 & -\delta_R^+/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (0,\ 1,\ 2). \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

Появление вакуумного среднего $v_R = \langle\Delta_R\rangle$ означает нарушение первоначальной симметрии до стандартной:

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L} \xrightarrow[\langle\Delta_R\rangle \neq 0]{} SU(2)_L \times U(1).$$

На этом этапе четность, как и локальная $B - L$-симметрия нарушены, причем нарушение $B - L$ сопровождается появлением правой майорановской массы нейтрино порядка v_R. Последующее нарушение стандартной симметрии $SU(2)_L \times U(1)$ до $U(1)_{e.m}$ обусловлено вакуумным средним поля ϕ:

$$\langle\phi\rangle = \begin{pmatrix} k & 0 \\ 0 & k' \end{pmatrix}.$$

На этом этапе возникают дираковские массы фермионов, в том числе и нейтрино, пропорциональные $k + k'$. Одновременно появляется вакуумное среднее [57,58]

$$\langle\Delta_L\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_L & 0 \end{pmatrix},$$

дающее майорановскую массу левым нейтрино порядка $v_L \sim k^2/v_R$, если $v_R \gg k \gg k'$. Условие $k \gg k'$ гарантирует малое смешивание w_L и w_R [55,56], в то время как требование $v_R \gg k$ обеспечивает доминантность левого взаимодействия. Таким образом, в нейтринном секторе возникает уже знакомая нам ситуация, когда диагонализация массовой матрицы приводит к майорановским диагональным нейтрино с массами $\mu_1 \sim v_L \sim k^2/v_R$ и $\mu_2 \sim v_R \gg \mu_1$. Левое нейтрино в основном содержит примесь легкого диагонального нейтрино, а правое — тяжелого:

$$\nu_L \approx \frac{1+\gamma_5}{2}(\varphi_1 \cos\alpha + \varphi_2 \sin\alpha),$$
$$\nu_R \approx \frac{1-\gamma_5}{2}(-\varphi_1 \sin\alpha + \varphi_2 \cos\alpha),$$
$$\sin\alpha \sim \frac{m_D}{m_R} \ll 1, \quad \cos\alpha \sim 1, \quad m_D \sim m_e.$$

Заметим, что при условии $v_R \gg k \gg k'$ вакуумное среднее $v_R = \langle\Delta_R\rangle$ определяет основной вклад в массу правого калибровочного бозона W_R, а $k = \langle\phi\rangle$ — массу левого бозона W_L. Поэтому эффективную массу левого

нейтрино (равную $\approx \mu_1$) можно представить в виде

$$m_{\nu_L} \sim \mu_2 \left(\frac{m_{W_L}}{m_{W_R}}\right)^2. \tag{20}$$

При некотором специальном выборе параметров хиггсовского потенциала [57] возможна ситуация, когда

$$m_{\nu_L} = \text{const} \cdot \frac{m_e^2}{m_{W_R}}. \tag{21}$$

Это соотношение реализуется также в том случае, если допустить существование дополнительного мультиплета хиггсовых полей ϕ_W, имеющего те же трансформационные свойства, что и ϕ, с вакуумным средним $\langle\phi_W\rangle \gg \langle\phi\rangle$, дающим вклад только в массы калибровочных бозонов. В таком варианте модель связывает малость массы нейтрино с доминантностью левого взаимодействия. Если воспользоваться известным ограничением на массу W_R ($m_{W_R} \gtrsim 3\, m_{W_L}$) [56] и положить const $= 1$, то $m_{\nu_L} <\sim 1$ эВ. Разумеется, все оценки

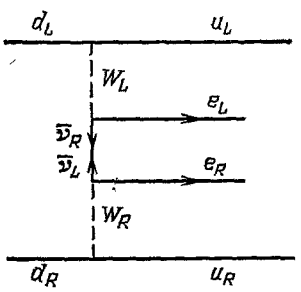

Рис. 4.

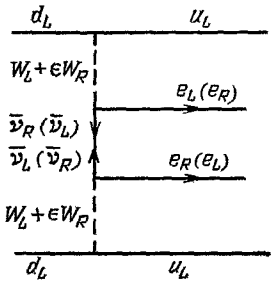

Рис. 5.

справедливы по порядку величины и зависят от констант юкавовского взаимодействия и параметров хиггсовского потенциала.

Благодаря тому, что диагональные состояния φ_1 и φ_2 майорановские с существенно различными массами, левое и правое нейтрино могут аннигилировать с амплитудой, пропорциональной углу смешивания α ($\approx \sin\alpha$). Так появляется механизм 2β (0ν)-распада, изображенный на рис. 4. В нижних вершинах «работают» правые токи, а в верхних — левые. Амплитуда, отвечающая диаграмме рис. 4, содержит произведение констант:

$$G_L G_R \alpha = G_L^2 \left(\frac{m_{W_L}}{m_{W_R}}\right)^2 \alpha.$$

G_L по определению равна фермиевской константе G_F. Таким образом, параметр, характеризующий нарушение лептонного заряда, равен

$$\eta = \alpha \left(\frac{m_{W_L}}{m_{W_R}}\right)^2 \sim \frac{m_e}{m_R} \left(\frac{m_{W_L}}{m_{W_R}}\right)^2. \tag{22}$$

Численное значение η зависит от параметров модели. Например, при $m_R \gtrsim 100$ ГэВ, используя ограничение на массу правого бозона, находим, что

$$\eta < 10^{-6}.$$

Если существует смешивание левых и правых калибровочных бозонов, характеризуемое параметром ϵ, то появляется еще один аналогичный механизм 2β (0ν)-распада (рис. 5). Лептонный ток при этом имеет вид

$$\bar{e}\, \gamma_\mu\, [1 + \gamma_5 + \epsilon\alpha\, (1 - \gamma_5)]\nu \tag{23}$$

следовательно, соответствующая диаграмма рис. 5 амплитуда пропорциональна $G_L^2 \epsilon \alpha$. Из β- и μ-распадов известно [56], что $\epsilon < 10^{-2}$. Поэтому параметр нарушения лептонного заряда $\eta = \epsilon\alpha$ в данном случае на порядок меньше, чем тот, который соответствует диаграмме рис. 4. Заметим, что обе диаграммы (рис. 4 и 5) предсказывают практически одинаковые характеристики 2β (0ν)-распада (спектры и угловые распределения), поэтому оличить их на опыте невозможно.

В заключение этого раздела отметим еще один механизм 2β (0ν)-распада в моделях с дважды заряженными хиггсовскими бозонами. В таких моделях возможны переходы дважды заряженного бозона χ^{--} в пару левых или правых (в зависимости от модели) электронов $\chi^{--} \to e^- e^-$. Помимо этого существует взаимодействие χ^{--} с однозарядными скалярами, а также с калибровочными полями ($\chi^{--} \to \chi^- \chi^-$, $\chi^- W^-$, $W^- W^-$). Благодаря этому возникает

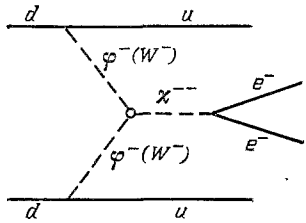

Рис. 6.

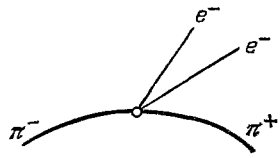

Рис. 7.

вклад в амплитуду 2β (0ν)-распада, который соответствует диаграмме рис. 6. Толстые линии отвечают кваркам, принадлежащим либо разным нуклонам, либо, например, π-мезону. Вклад этого механизма рассматривался в работах [31–33]. Отметим, что из-за больших (по крайней мере по сравнению с характерными энергиями процесса) масс промежуточных частиц диаграмма рис. 6 эффективно сводится к взаимодействию Понтекорво с $\Delta L = 2$[7]. В самом деле, допустим, что начальные и конечные кварки на диаграмме рис. 6 принадлежат π^-- и π^+- мезонам соответственно. Тогда диаграмма сводится к эффективному $\Delta L = 2$-взаимодействию вида, изображенного на рис. 7.

Модификации стандартной модели, допускающие нарушение сохранения лептонного заряда, рассматривались также в работах [60–63]. Среди них имеются механизмы, допускающие 2β (0ν)-распад, аналогичные рассмотренным выше.

3. ДВОЙНОЙ β-РАСПАД И ДРУГИЕ ПРОЦЕССЫ, ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ К МАССЕ НЕЙТРИНО

Как уже говорилось, имеется целый ряд явлений, исследование которых может дать информацию о массе нейтрино и нарушении лептонного заряда. Среди них поиски 2β (0ν)-распада при современных экспериментальных возможностях — наиболее чувствительный способ выяснения природы массы нейтрино. Этот вывод основан на сравнении 2β (0ν)-распада с такими явлениями, как нейтринные осцилляции, β-распад трития и т.д.

1. Начнем с нейтринных осцилляций. Пожалуй, это самое красивое явление, которое должно происходить, если токовые (входящие в слабый лагранжиан) состояния нейтрино не совпадают с собственными состояниями массовой матрицы [64–66, 42, 43]. Нейтринные осцилляции могут быть инициированы как дираковскими, так и майорановскими массами. Ограничимся тремя известными поколениями лептонов e, μ и τ. В общем случае дираковской массовой матрицы имеются три диагональных дираковских нейтрино с массами μ_1, μ_2 и μ_3, три угла смешивания, выражающих ν_e, ν_μ, ν_τ через диагональные состояния φ_1, φ_2, φ_3, и одна CP-нечетная фаза [37,39,40]. Заметим, что матрица смешивания полностью идентична матрице Кобаяши — Маскавы [67]

для кварков. Измерение осцилляций $\nu_i \rightleftarrows \nu_k$ ($i, k = e, \mu, \tau$) дает возможность определить разности квадратов масс $\mu_A^2 - \mu_B^2$, углы смешивания и CP-нечетную фазу.

В случае майорановской массовой матрицы число физических CP-нечетных фаз равно трем [35,37,39,40,68], однако две из них заметить на опыте практически невозможно [37,69]. Это потребовало бы искать переходы $\nu \to \bar{\nu}$, амплитуды которых содержат малость порядка m_ν/E_ν. Отсюда следует вывод, что отличить дираковские массы от майорановских (если есть либо те, либо другие) по осцилляциям невозможно.

Существует, однако, возможность, что в лагранжиане присутствуют как дираковские , так и майорановские массовые члены. Это наиболее общий случай массовой матрицы [34,40]. Тогда должны появиться переходы в стерильные состояния, например $\nu_{eL} \to \bar{\nu}_{eL}$. Однако, изучая реакции, обусловленные заряженными токами, еще нельзя судить об отсутствии в нейтринном пучке активной компоненты и, следовательно, сделать вывод о наличии переходов $\nu \to \bar{\nu}$. Можно, например, предположить, что существуют другие поколения нейтрино с достаточно тяжелыми заряженными партнерами. Такое нейтрино, образовавшись в результате осцилляций, будет выглядеть как стерильное просто из-за нехватки энергии родить «свой» заряженный лептон. Нейтральные токи в этом отношении выгоднее: для них нет порога. Изучая зависимость сечения рассеяния нейтрино на адронах за счет нейтральных токов от расстояния от источника нейтрино, можно судить о переходах в стерильные состояния.

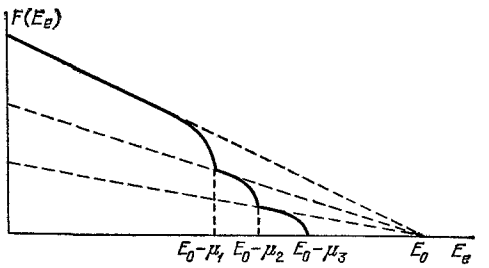

Рис. 8.

2. β-спектр трития. Как мы увидим, прецизионное измерение края β-спектра трития позволяет определить довольно много параметров массовой матрицы [37]. Однако очевидно, что и в этом случае нельзя отличить дираковские массы от майорановских, так как проявление массы нейтрино чисто кинематическое, β-спектр чувствителен и к тем, и к другим. Допустим, для примера, что есть три типа нейтрино ν_i ($i = e, \mu, \tau$). Если массовая матрица либо дираковская, либо майорановская, со всевозможными смешиваниями разных ν_i, то ν_e является суперпозицией трех диагональных состояний с массами μ_1, μ_2 и μ_3:

$$\nu_e = U_{e1}\varphi_1 + U_{e2}\varphi_2 + U_{e3}\varphi_3, \quad \sum_{A=1}^{3} |U_{eA}|^2 = 1. \tag{24}$$

Тогда спектр электронов в β-распаде должен выглядеть, как показано на рис. 8. По вертикали отложено значение функции $F(E_e) = \sqrt{W_\beta/P_e E_e}$, E_0 — максимальная энергия электрона при нулевой массе нейтрино. С уменьшением энергии электрона открываются пороги для рождения более массивных нейтрино. Как видно из рисунка, по спектру, в принципе, можно определить все три диагональных массы μ_A, $A = 1, 2, 3$, и два (из трех, содержащихся в матрице смешивания) угла смешивания. В области $E_e < E_0 - \max\{\mu_A\}$ спектр чувствителен к некой эффективной массе нейтрино, излучаемого в β-распаде, которая приближенно равна

$$\mu_{eff} \approx \left(\sum_{A=1}^{3} \mu_A^2 |U_{eA}|^2\right)^{1/2}. \tag{25}$$

Сравним эту массу с той, которая входит в амплитуду 2β (0ν)-распада:

$$\mu_{2\beta} = \sum_{A=1}^{3} \mu_A U_{eA}^2. \tag{26}$$

Допустим, что массовая матрица нейтрино майорановская. Воспользовавшись свойствами матрицы смешивания U_{Ai}, легко показать, что

$$\mu_{2\beta} \leqslant \mu_{\text{eff}}. \tag{27}$$

В частности, возможна ситуация, когда $\mu_{\text{eff}} \neq 0$, а $\mu_{2\beta} = 0$. Эта возможность реализуется, например, в модели Зи [63], в которой разные диагональные нейтрино имеют противоположную CP-четность [62]. Эффективно это соответствует обращению в нуль матричного элемента m_{ee}^{L} левой майорановской массовой матрицы m_{ik}^{L} (i, k = e, μ, ...).

Заметим, что диагональные нейтрино не всегда могут иметь определенную C- и CP-четность. Если начальный массовый лагранжиан, записанный в терминах токовых нейтрино, неинвариантен относительно CP-сопряжения, то диагональные нейтрино φ_A, вообще говоря, не переходят сами в себя при C- и CP-преобразованиях. Вместе с тем из явного вида φ_A следует, что

$$C\bar{\varphi}_A^{\mathrm{T}} = \varphi_A, \qquad C = i\gamma_2\gamma_0,$$

причем процедуру диагонализации можно выбрать так, чтобы знак в правой части этого соотношения был положительным для всех φ_A. При этом $\mu_{2\beta}$ связана с массами диагональных нейтрино формулой (25). Более подробно вопросы, связанные с зарядовой четностью состояний, возникающих при диагонализации массовой матрицы нейтрино, обсуждаются в работах [62,63,37].

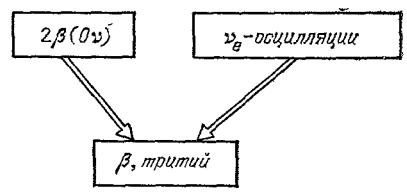

Рис. 9.

Возвращаясь к сравнению $\mu_{2\beta}$ и μ_{eff}, заметим, что в общем случае неравенство (27) также выполняется. В частном случае, когда массы дираковские, очевидно, $\mu_{2\beta} = 0$.

Итак, отличие от нуля эффективной массы нейтрино, излучаемого в β-распаде, отнюдь не означает, что должен существовать 2β (0ν)-распад. Что касается осцилляций, то они также могут отсутствовать, если, например, допустить, что все диагональные массы одинаковы. Итог сравнения трех процессов можно сформулировать так: отличие от нуля эффективной массы нейтрино, излучаемого в бета-распаде, не является достаточным условием существования осцилляций и 2β (0ν)-распада; нейтринные осцилляции и 2β (0ν)-распад также могут происходить независимо друг от друга. Однако связь между этими явлениями все же существует: если есть 2β (0ν)-распад либо осцилляции (причем с участием электронных нейтрино), то должна быть ненулевой эффективная масса нейтрино, излучаемого в β-распаде. Сказанное схематично изображено на рис. 9.

3. Недавно в работах [70,71] подробно изучалась возможность измерения массы нейтрино по спектру тормозных рентгеновских γ-квантов, образующихся при захвате орбитального электрона:

$$Z \to (Z - 1) + \gamma + \nu_e. \tag{28}$$

Этот способ, очевидно, аналогичен измерению массы нейтрино по спектру электронов в β-распаде. Поэтому практически все сказанное в предыдущем пункте о β-спектре трития остается в силе и в отношении процесса (28). Как и прежде, измерение массы нейтрино по спектру γ-квантов не дает возможности различить дираковские и майорановские массы, но позволяет установить верхние пределы для обоих типов масс.

4. Процессы типа $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$ [72–74], осцилляции мюоний $\rightleftarrows$ антимюоний $[\mu^+e^-] \rightleftarrows [\mu^-e^+]$ [75,76], распад $K^0 \to \mu e$ могут быть инициированы как дираковскими, так и майорановскими массами нейтрино. Поэтому экспериментальное исследование этих процессов не позволяет отличить дираковские

массы от майорановских. К тому же амплитуды этих процессов квадратичны по массам нейтрино и поэтому их экспериментальные поиски вряд ли могут прояснить ситуацию в отношении массовой матрицы нейтрино. Это не означает, конечно, что попытки обнаружения перечисленных процессов безинтересны. Так, например, в моделях [29,30] возникают диаграммы с обменом тяжелыми хиггсовскими мезонами, дающими сравнительно большой вклад в амплитуды распадов $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$ [77].

Перечисленные в п. 1—4 процессы выглядят одинаково в дираковском и майорановском случаях. Можно сформулировать простое правило: если в каком-либо процессе сохраняется суммарный лептонный заряд $L_e + L_\mu + L_\tau$, то измерение этого процесса не позволяет отличить дираковские массы от майорановских. Те процессы, в которых суммарный лептонный заряд не сохраняется, могут происходить только в том случае, если массы майорановские (либо существует какой-либо другой механизм). К таким процессам относятся перечисленные в следующих пунктах реакции.

5. $K^+ \to \pi^- e^+ e^+$, $K^+ \to \pi^- \mu^+ e^+$, $K^+ \to \pi^- \mu^+ \mu^+$ [76]. В этих распадах $\Delta L_e + \Delta L_\mu = 2$. Распад $K^+ \to \pi^- e^+ e^+$ является, очевидно, двойным безнейтринным β-распадом К-мезона. Его амплитуда определяется той же массой нейтрино, что и 2β (0ν)-распад ядра [76]. Ограничение на массу m_{ee}^L, которое можно найти из известных экспериментальных данных, слабое и составляет порядка 2 МэВ.

6. Реакция $\bar{\nu}_e + Z \to (Z+1) + e^-$. Амплитуда этой реакции также пропорциональна m_{ee}^L. Ограничение на отношение m_{ee}^L/E_ν, полученное из опыта Дэвиса [78], также довольно слабое и составляет примерно 0,2.

7. μ-захват с излучением позитрона: $\mu^- + Z \to (Z-2) + e^+$. Этот процесс аналогичен K-захвату (электрона) с излучением позитрона, который является в свою очередь кроссинговым процессом по отношению к 2β (0ν)-распаду [76,79]. μ-захват с $\Delta L_e + \Delta L_\mu = 2$ интересен тем, что его амплитуда определяется параметром майорановской массовой матрицы $m_{e\mu}^L$ и не зависит от остальных масс. Сегодняшний эксперимент, однако, нечувствителен к малым массам $m_{e\mu}^L$ и позволяет установить лишь нижнюю границу для большой «переходной» массы $M_{e\mu}$ равную 10 ГэВ [79].

Таким образом, сравнивая разные процессы, приходим к выводу, что при современных экспериментальных возможностях поиски 2β (0ν)-распада — наиболее чувствительный способ измерения майорановской массы электронного нейтрино, лежащей в диапазоне нескольких десятков электронвольт.

4. ВЕРОЯТНОСТЬ ДВОЙНОГО β-РАСПАДА

Если безнейтринный 2β-распад будет обнаружен, возникает вопрос: что является его причиной? В рассмотренных выше моделях со спонтанным нарушением сохранения лептонного заряда возникает целый ряд механизмов 2β-распада. Как правило, спонтанное нарушение L $(B-L)$-симметрии приводит к появлению майорановских масс, дающих вклад в амплитуду 2β (0ν)-распада. Исключением является модель Зи [63], в которой майораноподобная связь лептонов с хиггсовскими бозонами антисимметрична по поколениям, и поэтому диагональные элементы левой майорановской массовой матрицы нейтрино (том числе m_{ee}^L) равны нулю.

В этом разделе приводятся формулы для вероятности всевозможных 2β-переходов на основные и возбужденные уровни дочернего ядра. Следует отметить, что в оценках интегральных вероятностей, полученных разными авторами, имеются большие расхождения, связанные в основном с вычислениями ядерных матричных элементов. Существующие оценки матричных элементов отличаются более чем на порядок. Сводка результатов, полученных разными авторами, дана в конце этого раздела.

Не менее важным является знание дифференциальных характеристик распада, и в первую очередь распределения по суммарной энергии электронов. Ясно, что без их измерения невозможно отличить, например, безнейтринный распад от двухнейтринного, в оценках вероятности которого также имеются большие расхождения. Кроме того, по спектрам и угловым распределениям можно, в принципе, отличить разные механизмы нарушения лептонного заряда, например правые токи от майорановской массы. В отличие от полных вероятностей, форму спектров электронов и угловые распределения, по крайней мере для переходов на основной уровень дочернего ядра, можно предсказать практически однозначно. Кроме 2β (0ν)-распада рассматривается кроссинговый процесс — захват орбитального электрона с излучением позитрона, а также 2β-распад с излучением скалярной частицы (майорона) $N \to N'e^-e^-M^0$.

а) Легкое майорановское нейтрино

Распад 2β (0ν) с майорановской массой нейтрино рассматривался в ряде работ [11,80–95]. Как мы увидим, майорановская масса может вызывать 2β (0ν)-переходы между начальными и конечными ядрами с одинаковыми спином и четностью. Все известные 2β-активные ядра имеют $J^P = 0^+$, поэтому наши вычисления реально относятся к ядерным переходам $0^+ \to 0^+$.

Амплитуда 2β (0ν)-распада имеет вид

$$S = -\frac{i}{2!}\int d^4x\, d^4y\, \langle N'e^-e^-|\, T L(x) L(y)\,|N\rangle. \tag{29}$$

(В дальнейшем мы не следим за общим фазовым множителем.) N и N′ характеризуют состояния начального и конечного ядер. $L(x)$ — лагранжиан взаимодействия слабых заряженных токов:

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu(x)\, \bar{e}(x)\, \gamma_\mu (1+\gamma_5)\, \nu(x),$$

$$G_F = \frac{10^{-5}}{m_p^2},$$

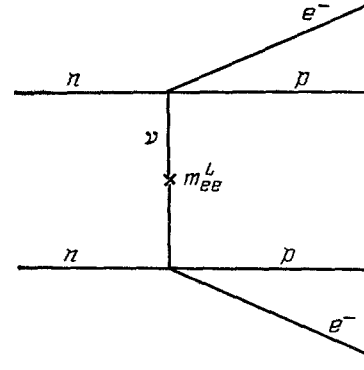

Рис. 10.

J_μ — адронный ток. Вычислим вклад двухнуклонного механизма, изображенного на рис. 10. (Так называемый Δ-механизм $\Delta \to pe^-e^-$-вклада не дает, так как Δ и p имеют разные спины.) Эффективный слабый лагранжиан $L(x)$ можно переписать в виде

$$L(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos\theta_C \bar{p}(x)\, O_\mu n(x)\, \bar{e}(x)\, \gamma_\mu (1+\gamma_5)\, \nu(x),$$
$$O_\mu = \gamma_\mu (1 + g_A \gamma_5), \quad g_A = 1{,}25 \tag{30}$$

(члены с нейтральными токами, разумеется, вклада не дают). Символами частиц обозначены соответствующие вторично квантованные операторы. Конечные электроны описываются плоскими волнами

$$\frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} e^{ikx} \bar{e}(k),$$

где $k = k_1$ или k_2 — 4-импульсы электронов, $\varepsilon_{1,2} = k_{0,1,2}$, $\bar{e}(k)$ — четырехкомпонентный спинор. После стандартных преобразований (см. Приложение I) матричный элемент S-матрицы можно представить в виде

$$S = \frac{2\pi\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\Delta)}{\sqrt{2\varepsilon_1}\sqrt{2\varepsilon_2}} \frac{G_F^2 m_\nu}{2\pi} \cos^2\theta_C \cdot l(k_1, k_2) \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle. \tag{31}$$

Последний множитель в этом выражении — ядерный матричный элемент:

$$\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle = \left\langle \mathrm{N}' \left| \sum_{a \neq b} H (1 - g_A^2 \sigma_a \sigma_b) \right| \mathrm{N} \right\rangle, \qquad H = \frac{e^{iQ_0 r}}{r}. \tag{32}$$

$\mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{y} = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b$. В матричном элементе (32) подразумевается наличие изоспиновых операторов $\tau_a^+ \tau_b^+$, переводящих два нейтрона в два протона. $\langle \mathrm{N}' \mid \ldots \mid \mathrm{N} \rangle$ означает интеграл

$$\left\langle \mathrm{N}' \left| \sum_{a \neq b} A_{ab} \right| \mathrm{N} \right\rangle = \int \mathrm{d}\mathbf{x}\, \mathrm{d}\mathbf{y}\, \Phi_{N'}^{+} \sum_{a \neq b} A_{ab} \Phi_N. \tag{33}$$

Φ_N и $\Phi_{N'}$ — волновые функции начального и конечного ядер, индексы a и b нумеруют отдельные нуклоны ядра. Под интегралом мы пренебрегли зависимостью от энергий электронов, так как $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2| r \ll 1$ во всех практически интересных случаях. Наличие экспоненты $e^{iQ_0 r}$ означает, что основной вклад дает область энергий виртуального нейтрино $Q_0 < 1/r$. Легко видеть, что ядерный матричный элемент (32) отличен от нуля лишь для переходов без изменения спина и четности ядра. Практический интерес представляют переходы $0^+ \to 0^+$.

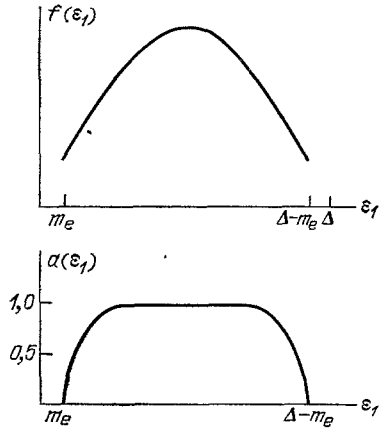

Рис. 11.

Зависимость от 4-импульсов и спинов электронов заключена в лептонной скобке

$$l(k_1, k_2) = \bar{e}(k_1)(1 - \gamma_5) C \bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2), \tag{34}$$

которая антисимметрична по лептонным переменным:

$$l(k_1 k_2) = -l(k_2, k_1).$$

Итак, зависимость от лептонных и ядерных переменных в S-матрице факторизуется, причем та часть, которая зависит от лептонных переменных, вычисляется точно лоренц-ковариантным образом. Дважды дифференциальная вероятность 2β (0ν)-распада равна

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\varepsilon_1\, \mathrm{d}\cos\vartheta} = \frac{G_F^4 m_\nu^2 \cos^4\theta_C}{2(2\pi)^5} \left| \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle \right|^2 \times$$
$$\times \varepsilon_1^2 (\Delta - \varepsilon_1)^2 (1 - v_1 v_2 \cos\vartheta) v_1 v_2 F_c(v_1) F_c(v_2), \tag{35}$$

Δ — разность масс начального и конечного ядер, v_1 и v_2 — скорости конечных электронов, $F_c(v)$ — фермиевский фактор, учитывающий влияние кулоновского поля ядра на отдельный электрон:

$$F_c(v) = \frac{2\pi\alpha z/v}{1 - \exp(-2\pi\alpha z/v)};$$

ε_1 — энергия одного из электронов, ϑ — угол разлета электронов. Представим выражение (35) в виде

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\varepsilon_1\, \mathrm{d}\cos\vartheta} = f(\varepsilon_1)[1 - a(\varepsilon_1)\cos\vartheta].$$

Зависимость $f(\varepsilon_1)$ и $a(\varepsilon_1)$ показана на рис. 11. Положим $v_{1,2} = 1$ в экспонентах, возникающих из-за учета кулоновских поправок. Тогда полная вероятность легко вычисляется и равна

$$w = \frac{G_F^4 m_\nu^2 \cos^4\theta_C}{30(2\pi)^5} \left| \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle \right|^2 [F_C(1)]^2 \Delta^5 (1 - 20x^3 + 30x^4 - 12x^5), \tag{36}$$
$$x = \frac{m_e}{\Delta}.$$

б) Тяжелое майорановское нейтрино

Вычисление вероятности 2β (0ν)-распада, происходящего за счет обмена майорановским нейтрино с массой M_ν, значительно превышающей характерные энергии процесса, полностью аналогично предыдущему. Отличие заключается в следующем. В предыдущих формулах эффективный пропагатор нейтрино был пропорционален m_ν/q^2, что отвечает кулоноподобному взаимодействию между нуклонами, обменивающимися легким виртуальным нейтрино. При обмене тяжелой маойрановской частицей силы, действующие между распадающимися нуклонами, описываются потенциалом Юкавы $e^{-M_\nu r}/r$ с константой, пропорциональной, как и прежде, массе соответствующего нейтрино. Таким образом, ядерный матричный элемент, обозначенный в формуле (31) через $\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle$, в данном случае следует заменить на

$$\left\langle \frac{e^{-M_\nu r}}{r} \right\rangle = \int \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\, \Phi^+_{N'} \sum_{a\neq b} \frac{e^{-M_\nu r}}{r} e^{iQ_0 r} (1 - g_A^2 \sigma_a \sigma_b)\, \Phi_N. \tag{37}$$

При обмене легким нейтрино ядерный матричный элемент $\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle$ определяется, очевидно, радиусом ядра. В данном случае, оценивая величину ядерного матричного элемента (37), необходимо учитывать нуклон-нуклонные корреляции на малых расстояниях. Такие оценки производились в работе [96], и для ядерного матричного элемента было получено выражение

$$\frac{3e^{-M_\nu r_c}(1+M_\nu r_c) - e^{-2M_\nu R}(1+2M_\nu R)}{M_\nu^2\,[(2R)^3 - r_c^3]} \sum_{a\neq b} (1 - g_A^2 \sigma_a \sigma_b)\,;$$

здесь r_c — радиус кора, $r_c \sim 0{,}4 - 0{,}5$ Фм, R — радиус ядра. Зависимость от спинов и импульсов электронов остается без изменений.

В работе [96] приводятся также оценки вклада Δ-механизма ($\Delta^- \to pe^-e^-$, $n \to \Delta^{++} e^-e^-$) в вероятность 2β (0ν)-распада, инициированного тяжелым майорановским нейтрино. Эти оценки, однако, не имеют отношения к делу, так как оператор $(1 - g_A^2 \sigma_a \sigma_b)$, где a и b нумеруют нуклоны или кварки, имеет отличные от нуля матричные элементы между адронными состояниями с одинаковыми квантовыми числами J^P.

в) Правые токи

2β (0ν)-распад может также происходить, если существуют правые токи и нейтрино — майорановская частица. В наиболее общем случае лагранжиан слабых взаимодействий, включающий левые и правые заряженные токи, имеет вид

$$L = \frac{G_L}{\sqrt{2}} J^L_\mu J^{L+}_\mu + \frac{G_R}{\sqrt{2}} J^R_\mu J^{R+}_\mu + \frac{G_{LR}}{\sqrt{2}} (J^L_\mu J^{R+}_\mu + J^R_\mu J^{L+}_\mu). \tag{38}$$

Последний член в этом выражении возникает в том случае, если есть смешивание левых и правых W-бозонов. С точки зрения моделей с лево-правой симметрией основной вклад в амплитуду 2β (0ν)-распада дают члены, пропорциональные $G_L G_R = G_F^2 (m_{W_L}/m_{W_R})^2$. Вклад, пропорциональный $G_L G_{LR}$, определяется углом смешивания W_L и W_R; вклад в S-матрицу, пропорциональный $G_R G_{LR}$, содержит по сравнению с предыдущим дополнительную степень отношения $(m_{W_L}/m_{W_R})^2$. Кроме того, вклады трех членов ($G_L G_R$, $G_L G_{LR}$ и $G_{LR} G_R$) умножаются на угол смешивания (условно) левых и правых нейтрино α (см. гл. 2).

Матричный элемент S-матрицы второго порядка по L, пропорциональный $\eta G_F^2 = \alpha G_L G_R$, где $\eta = \alpha\,(m_{W_L}/m_{W_R})^2$, имеет вид

$$S = -\frac{i}{2!}\,\eta\,\frac{G_F^2}{2}\int d^4x\,d^4y\,\langle N'e^-e^- \mid T\{J_\mu^L(x)\times$$
$$\times J_\lambda^R(y)\,j_\mu^{L+}(x)\,j_\lambda^{R+}(y) + [L \leftrightarrow R]\}\mid N\rangle, \qquad (39)$$

J_μ и j_μ — соответственно адронный и лептонный токи; L и R отвечают лоренцовой структуре дираковских операторов. Преобразования S-матрицы аналогичны предыдущим, однако в отличие от 2β (0ν) с майорановской массой приходится разбивать матричный элемент на лоренц-нековариантные структуры и отдельно рассматривать пространственные и временные слагаемые. Основные этапы преобразования S-матрицы даны в Приложении II. Выражение для матричного элемента можно представить в виде суммы трех членов

$$S = \eta\,\frac{G_F^2\cos^2\theta_C}{2\pi}\,\frac{2\pi\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\Delta)}{\sqrt{2\varepsilon_1}\,\sqrt{2\varepsilon_2}}\,(l_0M_0 + l_{ik}M_{ik} + l_iM_i), \qquad (40)$$

где

$$\left.\begin{aligned} l_0 &= \bar{e}(k_1)\,\gamma_0 C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2),\\ l_{ik} &= (\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)_i\,\bar{e}(k_1)\,\gamma_k C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2),\\ l_i &= (\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)_i\,\bar{e}(k_1)\,\gamma_0\gamma_5 C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2); \end{aligned}\right\} \qquad (41)$$

M_0, M_{ik}, M_i — ядерные матричные элементы:

$$\left.\begin{aligned} M_0 &= \langle N' \mid \sum_{a\neq b} H\,(1 - g_A^2\boldsymbol{\sigma}_a\boldsymbol{\sigma}_b)\mid N\rangle,\\ M_{ik} &= \langle N' \mid \sum_{a\neq b} rH'n_i\{n_k(1+g_A^2\boldsymbol{\sigma}_a\boldsymbol{\sigma}_b) +\\ &\qquad + 2ig_A[\boldsymbol{\sigma}_a\mathbf{n}]_k - 2g_A^2\boldsymbol{\sigma}_{ak}(\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_b)\}\mid N\rangle,\\ M_i &= \langle N' \mid \sum_{a\neq b} RH'n_{+i}\{2g_A(\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_a) - ig_A^2\mathbf{n}[\boldsymbol{\sigma}_a\boldsymbol{\sigma}_b]\}\mid N\rangle. \end{aligned}\right\} \qquad (42)$$

Обозначения те же, что и в формулах (32) и (33), $\mathbf{n}_+$, H и H' означают следующее:

$$\mathbf{n}_+ = \frac{\mathbf{R}}{R}, \qquad H = \frac{e^{iQ_0r}}{r}, \qquad H' = \frac{\partial H}{\partial r}$$

Слагаемое с M_0 дает вклад в амплитуду перехода без изменения спина и четности ядра; вклад M_i отличен от нуля при переходах $0^+ \to 1^+$; наконец тензорный матричный элемент M_{ik} дает вклад в амплитуды переходов $0^+ \to 0^+, 1^+, 2^+$.

1) $0^+ \to 0^+$-*переходы*

Вклад в амплитуду определяется первыми двумя слагаемыми в формуле (40):

$$S = \frac{2\pi\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\Delta)}{\sqrt{2\varepsilon_1}\,\sqrt{2\varepsilon_2}}\,\eta\,\frac{G_F^2}{2\pi}\cos^2\theta_C\times$$
$$\times\{A\,(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\,\bar{e}(k_1)\,\boldsymbol{\gamma}C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2) + B\,(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\,\bar{e}(k_1)\,\gamma_0C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\}, \qquad (43)$$

где

$$A = \frac{1}{3}\langle N' \mid \sum_{a\neq b} rH'\,[1 + g_A^2\boldsymbol{\sigma}_a\boldsymbol{\sigma}_b - 2g_A^2(\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_a)(\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_b)]\mid N\rangle,$$

$$B = \langle N' \mid \sum_{a\neq b} H\,[1 - g_A^2\boldsymbol{\sigma}_a\boldsymbol{\sigma}_b]\mid N\rangle.$$

Распределение по энергии одиночного электрона и углу между импульсами электронов ϑ имеет вид

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\cos\vartheta} = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4\theta_C}{4(2\pi)^5} F_c(v_1) F_c(v_2) v_1 v_2 \varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2 \times$$
$$\times \left\{ (\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2 \left(1 + v_1 v_2 \cos\vartheta - \frac{m_e^2}{\varepsilon_1\varepsilon_2}\right) |A-B|^2 - 4|A|^2 \frac{m_e^4}{\varepsilon_1\varepsilon_2} + \right.$$
$$\left. + 4\frac{m_e^2}{\varepsilon_1\varepsilon_2} [\mathrm{Re}\, A^* (A-B)(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2 + |A|^2 \varepsilon_1\varepsilon_2 (1 - v_1 v_2 \cos\vartheta)] \right\}, \qquad (44)$$

где $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \Delta$.

Представим это распределение в виде

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\cos\vartheta} = f(\varepsilon_1)\,[1 - a(\varepsilon_1)\cos\vartheta].$$

Характерный вид функций $f(\varepsilon_1)$ и $a(\varepsilon_1)$ показан на рис. 12. Эти распределения следует сравнить с аналогичными распределениями для 2β (0ν)-распада обусловленного майорановской массой нейтрино. Видно, что майорановская масса и правые токи приводят к совершенно различным угловым зависимостям и спектрам одиночных электонов. Если пренебречь массой электрона по сравнению с энерговыделением, что снижает точность предсказания спектров вблизи минимума, то зависимость $dw/d\varepsilon_1\, d\cos\vartheta$ от лептонных и ядерных переменных факторизуется:

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\cos\vartheta} = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4\theta_C}{4(2\pi)^5} F_c(v_1) \times$$
$$\times F_c(v_2) v_1 v_2 |A-B|^2 \varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2 (\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2 (1+\cos\vartheta). \qquad (45)$$

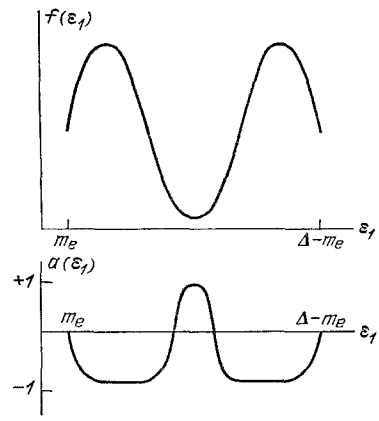

Рис. 12.

Таким образом, неточности в оценках ядерных матричных элементов практически не влияют на теоретические предсказания углового распределения и формы спектров одиночных электронов.

Заменив $v_{1,2} \to 1$ в экспонентах, входящих в кулоновские функции $F_c(v_{1,2})$, легко проинтегрировать выражение (45) и получить формулу для вероятности 2β (0ν)-распада:

$$w = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4\theta_c}{210\,(2\pi)^5} |A-B|^2 \Delta^7 [F_c(1)]^2. \qquad (46)$$

Более точные формулы с учетом массы электрона можно найти, например, в работах [84,87,89].

Сравнив это выражение с формулой (36) для вероятности 2β (0ν)-распада, инициированного левой майорановской массой нейтрино, видим, что в случае правых токов вероятность более чувствительна к энерговыделению Δ. Отличие двух механизмов (майорановской массы и правых токов) проявляется также в том, что в первом случае оба конечных электрона (в основном) левые: а во втором — спиральности электронов противоположны.

2) $0^+ \to 1^+$-*переходы*

Угловое распределение и спектр одиночных электронов определяются выражением

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\cos\vartheta} = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4\theta_C}{3(2\pi)^5} \{(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)^2 (\varepsilon_1\varepsilon_2 + \mathbf{k}_1\mathbf{k}_2 + m_e^2)(N_k^{(1)} N_k^{(1)}) +$$
$$+ 2[(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)^2 (\varepsilon_1\varepsilon_2 + m_e^2) + (\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1^2)(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_2^2)](N_k^{(2)} N_k^{(2)}) +$$
$$+ 4[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]^2 \,\mathrm{Im}\,(N_k^{(1)} N_k^{(2)})\} \varepsilon_1\varepsilon_2 v_1 v_2 F_c(v_1) F_c(v_2), \qquad (47)$$

где $(L_K^{(\alpha)} N_K^{(\beta)}) = \sum_{J_z} N_K^{(\alpha)*} N_K^{(\beta)}$ $(\alpha, \beta = 1, 2)$ — просуммированные по спинам дочернего ядра произведения ядерных матричных элементов

$$N_k^{(1)} = \langle \mathrm{N}' \mid \sum_{a \neq b} RH' n_{+k} \{2g_A (\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_a) - ig_A^2 \mathbf{n} [\boldsymbol{\sigma}_a \boldsymbol{\sigma}_b]\} \mid \mathrm{N} \rangle,$$

$$N_k^{(2)} = \langle \mathrm{N}' \mid \sum_{a \neq b} rH' \{ig_A [\mathbf{n} [\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_a]]_k - g_A^2 (\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_a) [\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_b]_k\} \mid \mathrm{N} \rangle.$$

Если пренебречь массой электрона по сравнению с Δ, то вероятность легко вычисляется и равна

$$w(0^+ \to 1^+) = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4 \theta_C}{(2\pi)^5} \frac{2^4}{3 \cdot 7!} \Delta^7 [F_c(1)]^2 \times$$
$$\times \{2 (N_k^{(1)} N_k^{(1)}) + 5 (N_k^{(2)} N_k^{(2)}) + 2 \operatorname{Im} (N_k^{(1)} N_k^{(2)})\}. \quad (48)$$

В отличие от $0^+ \to 0^+$-переходов в данном случае как интегральная вероятность, так и форма спектров одиночных электронов зависят от величин ядерных матричных элементов $N^{(1)}$ и $N^{(2)}$.

3) $0^+ \to 2^+$-*переходы*

Вероятность распада имеет вид

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1 \, d\cos\vartheta} = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4 \theta_C}{15 \cdot (2\pi)^5} v_1 v_2 F_c(v_1) F_c(v_2) (N_{ik}^T N_{ik}^T) \varepsilon_1 \varepsilon_2 \times$$
$$\times \{3 (\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)^2 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2) [10 (\varepsilon_1 \varepsilon_2 + m_e^2) + \mathbf{k}_1^2 + \mathbf{k}_2^2] +$$
$$+ 5 (\varepsilon_1 \varepsilon_2 + m_e^2) (\mathbf{k}_1^2 + \mathbf{k}_2^2) - \mathbf{k}_1^2 \mathbf{k}_2^2\}, \quad (49)$$

$(N_{ik}^T N_{ik}^T) = \sum_{J_z} N_{ik}^T N_{ik}^{T*}$ — просуммированный по проекциям спина конечного ядра квадрат ядерного матричного элемента

$$N_{ik}^T = \langle \mathrm{N}' \mid \sum_{a \neq b} rH' n_i \{n_k (1 + g_A^2 \boldsymbol{\sigma}_a \boldsymbol{\sigma}_b) + 2ig_A [\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_a]_k - 2\sigma_{bk} (\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}_a)\} \mid \mathrm{N} \rangle.$$

Проинтегрировав по углам и энергиям электрона, получаем

$$w(0^+ \to 2^+) = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4 \theta_C}{(2\pi)^5} \frac{2^5}{7!} \Delta^7 [F_c(1)]^2 (N_{ik}^T N_{ik}^T). \quad (50)$$

Более точные формулы с учетом массы электрона можно найти, например, в работе [84].

Во всех практически интересных случаях основной уровень конечного ядра имеет квантовые числа $J^P = 0^+$. Уровни с квантовыми числами 1^+ и 2^+ — возбужденные уровни дочернего ядра. Снятие возбуждения сопровождаются излучением γ-квантов, что является дополнительной характерной особенностью $0^+ \to 1^+$- и $0^+ \to 2^+$-переходов. При этом суммарная энергия электронов меньше, чем в случае $0^+ \to 0^+$-перехода.

До сих пор шла речь о двухнуклонном механизме 2β (0ν)-распада. Известно, что ядра содержат примесь Δ-изобары на уровне нескольких процентов. Благодаря этому возможен дополнительный механизм 2β (0ν)-распада ядра, обусловленный переходом $\Delta^- \to \mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \mathrm{e}^-$ или $n \to \Delta^{++} + \mathrm{e}^- + \mathrm{e}^-$. Поскольку спин Δ-изобары равен 3/2, то такой механизм может давать вклад только в том случае, если 2β (0ν)-распад идет за счет примеси правых токов. Матричный элемент распада пропорционален [84]

$$(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)_i \bar{e}(k_1) \gamma_k C \bar{e}(k_2) (i\varepsilon_{ikj} T_j + T_{ik}) \quad (i, k = 1,2,3),$$

где

$$T_j = \langle n \mid \sum_{a \neq b} rH' \sigma_{aj} \mathbf{1}_b \mid \Delta^{++} \rangle,$$

$$T_{ik} = \langle n \mid \sum_{a \neq b} rH' \sigma_{ai} \sigma_{bk} \mid \Delta^{++} \rangle.$$

Распределения по углам и энергиям электронов определяется выражением

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\cos\vartheta} = \eta^2 \frac{G_F^4 \cos^4\theta_c \cdot 2^7}{3^3 \cdot (2\pi)^5} \,|\, M_\Delta \,|^2 P_\Delta v_1 v_2 F_c(v_1) F_c(v_2)\, \varepsilon_1\varepsilon_2 \{2(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)^2 - $$
$$- (\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)\,[(\varepsilon_1+\varepsilon_2)^2 + 4(\varepsilon_1\varepsilon_2 + m_e^2)] + 3(\varepsilon_1\varepsilon_2 + m_e^2)(\mathbf{k}_1^2 + \mathbf{k}_2^2)\}, \quad (51)$$
$$M_\Delta = \langle rH' \rangle \langle \Phi_f \mid \Phi_i \rangle,$$

где P_Δ — вероятность присутствия Δ-изобары в ядре, $\langle \Phi_i \mid \Phi_f \rangle$ — фактор, учитывающий перекрытие волновых функций начального и конечного ядер. Вероятность распада равна

$$w_\Delta \approx \frac{G_F^4 \cos^4\theta_c}{3^3 \cdot 7!\,(2\pi)^5} \eta^2 \,|\, M_\Delta \,|^2 P_\Delta [F_c(1)]^2 \Delta^7. \quad (52)$$

В ряде работ [13,84,97] показано, что вклад Δ-механизма в амплитуду 2β-перехода без изменения квантовых чисел ядра примерно на порядок больше, чем вклад двухнуклонного механизма. При этом, однако, не учитывалось, что электроны уносят отличный от нуля суммарный момент и поэтому вклад Δ-механизма в амплитуду $0^+ \to 0^+$-перехода может быть отличен от нуля лишь при учете отдачи нуклона, образующегося в распаде $\Delta^- \to pe^-e^-$. Действительно, допустим, что Δ-изобара находится в S-волне по отношению к «осколку» ядра, состоящему из $N-1$ нуклонов. Поскольку начальное ядро имеет квантовые числа 0^+, то «осколок» должен иметь те же квантовые числа, что и Δ. Переход на основной уровень дочернего ядра с квантовыми числами 0^+ возможен в том случае, если образовавшийся при распаде Δ-изобары протон находится в D-волне по отношению к «осколку». Это означает, что вклад Δ-механизма в амплитуду $0^+ \to 0^+$-перехода содержит дополнительную малость порядка $(pR)^2$, где p — импульс отдачи, R — радиус ядра. Такой же фактор возникает и при учете вклада $n \to \Delta^{++}e^-e^-$-перехода в 2β-распад на основной уровень дочернего ядра. Во всех практически интересных случаях этот фактор не превышает 1/100.

В работе [89], исходя из анализа ядерных матричных элементов, утверждается, что вклад Δ-механизма в амплитуду $0^+ \to 0^+$-перехода строго равен нулю.

г) Хиггсовские механизмы $2\beta(0\nu)$-распада

Как уже говорилось во введении, в моделях с дваждызаряженными хиггсовыми бозонами возникают дополнительные механизмы $2\beta(0\nu)$-распада. Так, например, в модели [29, 30] существует дваждызаряженный хиггсовский бозон H^{--}, способный распадаться на e^-e^-. С другой стороны, потенциал взаимодействия хиггсовских бозонов и кинетические члены в лагранжиане (при учете спонтанного нарушения сохранения лептонного заряда) порождают взаимодействие H^{--} соответственно с однозарядными хиггсовскими бозонами и W-бозонами, которые в свою очередь связаны с кварками. Благодаря этому возникают диаграммы $2\beta(0\nu)$-распада, показанные на рис. 6. Зависимость от спинов и импульсов электронов соответствующих этим механизмам амплитуд определяется выражением

$$\bar{e}(k_1)(1 \pm \gamma_5)\, C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2) \quad (53)$$

(знак перед γ_5 зависит от конкретного варианта модели). Это — единственный лоренц-инвариантный скаляр, который можно построить из волновых функций конечных электронов. Легко проверить, что выражение (53) антисимметрично по перестановке спинов и импульсов электронов. Напомним, что такая же зависимость получается в случае майорановской массы нейтрино (см. формулы (31) и (34)).

В работе [100] приводится сравнение вкладов механизмов, показанных на рис. 6, с вкладом майорановской массы. Показано, что во всех конкретных

моделях, основанных на стандартной группе $SU(2)_I \times U(1)$, вклад майорановской массы оказывается доминирующим.

Аналогичные механизмы 2β (0ν)-распада возникают также в моделях с лево-правой симметрией [55–59], причем в этом случае вклад диаграмм с дважды заряженными бозонами может оказаться существенным. Из трех диаграмм (изображенных в виде одной на рис. 6) основной вклад дает диаграмма с калибровочными бозонами (рис. 13) [32]. Матричный элемент, отвечающий этой диаграмме, равен

$$M = \frac{g^2 \varkappa f}{192 m^4_{W_R} m_{\Delta^{--}_R}} \bar{e}(k_1)(1+\gamma_5) C \bar{e}(k_2) \int \mathrm{d}\mathbf{x}\, \mathrm{d}\mathbf{y} \langle N' \mid J^R_\mu(x) J^R_\mu(y) F(r) \mid N \rangle, \tag{54}$$

$$F(r) = (3 + 3M_A r + M_A^2 r^2) e^{-M_A r}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{y};$$

здесь g — калибровочная константа, f — константа взаимодействия калибровочных бозонов с Δ^{--}_R. Константа f может быть выражена через калибровочную константу (которая связана с G_F) и массы калибровочных бозонов [101]:

$$f = \sqrt{\frac{4\sqrt{2}\, G_F \eta_R}{(1+\eta_R)^2}}, \quad \eta_R = \frac{m^2_{W_L}}{m^2_{W_R}};$$

$\varkappa$ — константа перехода Δ^{--}_R в пару электронов. Напомним, что та же константа $\varkappa$ характеризует майорановскую массу правого нейтрино. При $m_{\nu_R} \sim m_{W_R} \sim m_{\Delta^{--}_R}$ константа $\varkappa$ должна быть порядка 0,1 — 0,2.

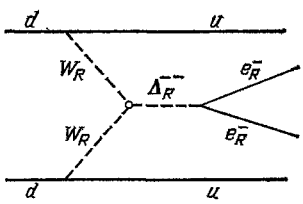

Рис. 13.

Функция $F(r)$ возникает из-за учета векторного форм-фактора, для которого использовалось дипольное приближение

$$F(k^2) = \left(1 - \frac{k^2}{M_A^2}\right)^{-2}, \quad M_A = 0{,}85 \text{ ГэВ}.$$

Дальнейшие преобразования матричного элемента похожи на вычисления амплитуды 2β (0ν)-распада с тяжелым майорановским нейтрино. Формально форм-фактор играет ту же роль, что и пропагатор тяжелого майорановского нейтрино.

Вероятность 2β (0ν)-распада равна

$$w \approx \frac{G_F^4 \varkappa^2}{72(2\pi)^5} \frac{\eta_R^5}{(1+\eta_R)^2} \frac{M_A^6}{m^2_{W_L}} [F_c(1)]^2 \mid M_N \mid^2 \mid \langle F \rangle \mid^2 \cdot \frac{2}{15} \Delta^5. \tag{55}$$

При выводе этой формулы использованы следующие приближения:

$$\int \mathrm{d}\mathbf{x}\, \mathrm{d}\mathbf{y} \langle N' \mid J^R_\mu(x) J^R_\mu(y) F(r) \mid N \rangle \approx \langle F \rangle M_N,$$

$$M_N = \int \mathrm{d}\mathbf{x}\, \mathrm{d}\mathbf{y} \langle N' \mid J^R_\mu(x) J^R_\mu(y) \mid N \rangle,$$

$$\langle F \rangle = \int F(r) P(r)\, \mathrm{d}r,$$

где $P(r)$ учитывает ядерный кор. Явный вид функции $\langle F \rangle$ приводится в работе [32].

Численные оценки вероятности распада по формуле (55) будут даны в следующих разделах. Заметим, однако, что в оценках имеется известный произвол, связанный с наличием свободных параметров модели.

д) $2\beta^+$ (0ν)-распад, $e^- \to e^+$-переходы на ядре

Если существует $2\beta^-$ (0ν)-распад, то должен происходить и $2\beta^+$ (0ν)-распад [102]. Формула для вероятности $2\beta^+$ (0ν)-распада отличается от формулы (36) фактором, учитывающим влияние кулоновского поля ядра, который в данном случае имеет вид

$$F_{c+}(v) = \frac{2\pi\alpha z/v}{\exp(2\pi\alpha z/v) - 1}.$$

Наряду с $2\beta^+$ (0ν)-распадом должен также происходить захват орбитального электрона с излучением e^+. Этот процесс подробно рассмотрен в работе[103]. Если оба процесса обусловлены майорановской массой нейтрино, то отношение их вероятностей равно

$$\frac{w(e^- \to e^+)}{w(e^+e^+)} = \frac{\frac{2}{\pi}\Delta^2 |\psi(0)|^2 F_{c+}(v)\, v}{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2\pi^3}\int\limits_{m_e}^{\Delta - m_e} \varepsilon_1^2 (\Delta - \varepsilon_1)^2 v_1 v_2 F_{c+}(v_1) F_{c+}(v_2)\, d\varepsilon_1}, \qquad (56)$$

где Δ — как и прежде, разность масс начального и конечного ядер, v — скорость позитрона в реакции $e^- \to e^+$, v_1, v_2 — скорости позитронов в $2\beta^+$ (0ν)-распаде, $\psi(0)$ — волновая функция k-электрона при $r = 0$, $|\psi(0)|^2 \approx \approx (\alpha z m_e)^3/\pi$. Поскольку зависимость от лептонных и ядерных переменных факторизуется, отношение (56) не зависит от ядерных матричных элементов. Численные значения отношения (56) для всех $2\beta^+$-активных ядер приведены в табл. I.

Таблица I

Переход	$w(e^- \to e^+)/w(e^+e^+)$	Δ/m_e
$Kr^{78} \to Se$	2,6	3,64
$Ru^{96} \to Mo$	13	3,33
$Cd^{106} \to Pd$	16	3,44
$Xe^{124} \to Te$	11	4,00
$Ba^{130} \to Xe$	115	3,045
$Ce^{136} \to Ba$	650	2,71

В том случае, если 2β (0ν)-распад происходит за счет примеси правых токов, отношение (56) содержит под интегралом в знаменателе дополнительный фактор $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2/\Delta^2$. Наличие этого фактора увеличивает отношение $(w(e^- \to e^+)/w(e^+e^+)$ в среднем на порядок. В принципе этот факт может помочь отличить разные механизмы нарушения лептонного заряда.

К сожалению, энерговыделение во всех $2\beta^+$-распадах значительно меньше, чем в $2\beta^-$-распадах. Кроме того кулоновские поправки уменьшают скорость $2\beta^+$-распада. Из-за этого $2\beta^+$ (0ν)-распад менее вероятен, чем $2\beta^-$ (0ν)-распад. Если сравнить $2\beta^+$- и $2\beta^-$-активные ядра с максимальным энерговыделением (Ca^{48} и Xe^{124}) и считать, что их ядерные матричные элементы одного порядка, то

$$\frac{w(Xe^{124} \to Te + e^+ + e^+)}{w(Ca^{48} \to Ti + e^- + e^-)} \sim \frac{1}{400}.$$

е) Двойной β-распад с участием майорона

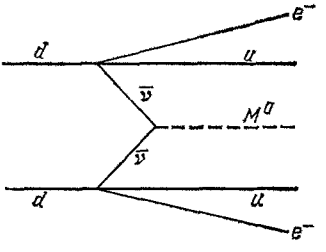

Рис. 14.

Если существует майорон M^0, способный виртуально переходить в пару нейтрино, то должен существовать распад $N \to N' e^- e^- M^0$. Фейнмановская диаграмма, описывающая этот распад, изображена на рис. 14. Матричный элемент этого распада вычисляется аналогично матричному элементу 2β (0ν)-распада, инициированного майорановской массой нейтрино, и равен

$$M(e^-e^-M^0) = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c f \sqrt{2}}{\pi}\, \bar{e}(k_1)(1-\gamma_5)\, C\bar{e}(k_2)\, \varphi^+_{M^0} \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle. \qquad (57)$$

φ_{M^0} — волновая функция майорона M^0, $f/\sqrt{2}$ — константа связи майорона с нейтрино. Ядерный матричный элемент, обозначенный через $\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle$, тот же, что и в 2β (0ν)-распаде с майорановской массой нейтрино (см. формулу (32)). Это связано с тем, что фурье-преобразование выражения $[\hat{q}\,(\hat{q}-\hat{k})]^{-1}$ дает тот же результат, что и $1/q^2$. Таким образом, амплитуда 2β-распада с излучением майорона отлична от нуля лишь для переходов без изменения спина и четности ядра.

Дифференциальная вероятность распада $N \to N'e^-e^-M^0$ равна

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\varepsilon_2\, d\cos\vartheta} = \frac{2G_F^4 f^2 \cos^4\theta_c}{(2\pi)^7} \left|\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle\right|^2 \times$$
$$\times v_1 v_2 F_c(v_1) F_c(v_2)\, \varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2 (\Delta - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)(1 - v_1 v_2 \cos\vartheta). \qquad (58)$$

ε_1, ε_2 — энергии электронов. Спектр одиночных электронов определяется выражением

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1} \approx \frac{G_F^4 f^2 \cos^4\theta_c}{3\cdot(2\pi)^7} \left|\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle\right|^2 [F_c(1)]^2 \varepsilon_1^2 [(\Delta-\varepsilon_1)^4 - 4(\Delta-\varepsilon_1) + 3]\, m_e^7 \qquad (59)$$

(Δ и ε_1 — в единицах массы электрона). При интегрировании формулы (57) мы положили $v_{1,2} = 1$ в показателях экспонент, содержащихся в функциях

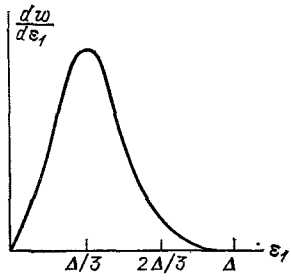

Рис. 15.

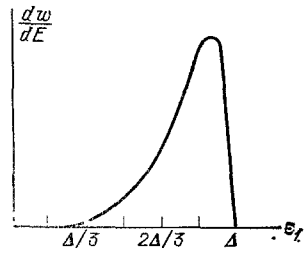

Рис. 16.

$F_c(v_1)$ и $F_c(v_2)$. Характерный вид спектра показан на рис. 15. Если пренебречь массой электрона по сравнению с энерговыделением Δ, то максимум спектра лежит при $\varepsilon_1 = \Delta/3$.

Основной особенностью безнейтринного 2β-распада $N \to N'e^-e^-$ является постоянство суммарной энергии электронов $E = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \Delta$. В распаде $N \to N'e^-e^-M^0$ часть энергии уносится майороном. Распределение по суммарной энергии электронов определяется выражением

$$\frac{dw}{dE} = \frac{G_F^4 f^2 \cos^4\theta_c}{15\,(2\pi)^7} \left|\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle\right|^2 [F_c(1)]^2 m_e^7 (\Delta - E)(E^5 - 20E^2 + 30E - 12). \qquad (60)$$

Характерный вид распределения по $E = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ показан на рис. 16. При $\Delta \gg m_e$ максимум распределения dw/dE лежит при $E = (5/6)\Delta$. Учет массы электрона сдвигает пики на рис. 15 и 16 в более мягкую область. Вероятность распада $N \to N'e^-e^-M^0$ равна

$$w(e^-e^-M^0) \approx \frac{G_F^4 f^2 \cos^4\theta_c}{315\,(2\pi)^7} \Delta^7 \left|\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle\right|^2 [F_c(1)]^2. \qquad (61)$$

Отношение вероятности распада $N \to N'e^-e^-M^0$ к вероятности 2β (0ν)-распада, инициированного майорановской массой нейтрино, не зависит от ядерного матричного элемента и равно

$$\frac{w(e^-e^-M^0)}{w(e^-e^-)} = \frac{f^2}{84\pi^2} \left(\frac{\Delta}{2m_{ee}^L}\right)^2 \Phi\left(\frac{\Delta}{m_e}\right). \qquad (62)$$

В пределе $\Delta \gg m_e$ функция $\Phi(\Delta/m_e) = 1$.

В модели [29,30] матричный элемент m_{ee}^{L} левой майорановской массовой матрицы нейтрино связан с константой взаимодействия f и вакуумным средним нейтральной компоненты триплета $\langle H^0 \rangle$ соотношением

$$m_{ee}^{L} = \frac{f}{\sqrt{2}} \langle H^0 \rangle.$$

В этой модели отношение (62) не содержит константу связи f и имеет вид

$$\frac{w(e^-e^-M^0)}{w(e^-e^-)} = \frac{1}{84\pi^2}\left(\frac{\Delta}{v}\right)^2, \qquad v = \frac{\langle H^0 \rangle}{\sqrt{2}}. \tag{63}$$

Другие физические следствия существования майорона и ограничения на параметры модели рассматривались в работах [28-30, 45-47]. Астрофизическое ограничение на вакуумное среднее $v = \langle H^0 \rangle / \sqrt{2}$, найденное в работе [30], составляет $v < 100$ кэВ. Подставляя это значение в формулу (63), находим, что для большинства 2β-активных ядер распад с излучением майорона (если он существует) более вероятен, чем 2β (0ν)-распад, инициированный майорановской массой нейтрино.

ж) Двойной β-распад с излучением двух нейтрино

Распад $N \to N'e^-e^-\bar{\nu}\bar{\nu}$ разрешен сохранением лептонного заряда, и нет сомнений в том, что он происходит. Малость вероятности 2β (2ν)-распада объясняется малостью фазового объема. Возможные эффекты нарушения лептонного заряда в большинстве практически интересных случаев незначительно влияют на вероятность распада, и ими можно пренебречь. В численных оценках имеются неопределенности, связанные, как и прежде, с вычислениями ядерного матричного элемента. Вероятность перехода на основной уровень дочернего ядра, проинтегрированная по импульсам нейтрино, равна [84]

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\varepsilon_2\, d\cos\vartheta} = \frac{G_F^4 \cos^4\theta_c}{480\pi^7}\left|\left\langle N' \left| \frac{1}{\mu_0}\sum_{a\neq b}(1 - g_A^2\sigma_a\sigma_b) \right| N \right\rangle\right|^2 \times v_1 v_2 \varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2 (\Delta - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)^5 (1 - v_1 v_2 \cos\vartheta) F_c(v_1) F_c(v_2),$$

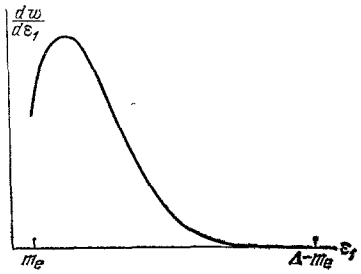

Рис. 17.

$\mu_0 = \langle E_п \rangle - (M + M')/2$ где $\langle E_п \rangle$ — среднее значение энергии промежуточного ядра, M и M' — массы соответственно начального и конечного ядер. Спектр одиночных электронов характеризуется выражением

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1} \sim \varepsilon_1^2 (T - t_1)^6 [(T - t_1)^2 + 8m_e(T - t_1) + 28m_e^2],$$

$$t_{1,2} = \varepsilon_{1,2} - m_e.$$

и имеет вид, изображенный на рис. 17. Вероятность 2β (2ν)-распада равна

$$w(2\beta, 2\nu) = \frac{2G_F^4 \cos^4\theta_c}{11!\pi^7}\left|\left\langle N' \left| \frac{1}{\mu_0}\sum_{a\neq b}(1 - g_A^2\sigma_a\sigma_b) \right| N \right\rangle\right|^2 \times [F_c(1)]^2 T^7 (T^4 + 22T^3 m_e + 220T^2 m_e^2 + 990T m_e^3 + 1980 m_e^4),$$

где $T = \Delta - 2m_e$ — максимальная кинетическая энергия отдельного электрона.

Амплитуды переходов на возбужденные уровни дочернего ядра $(0^+ \to 1^+, 2^+)$ содержат по сравнению с амплитудой $0^+ \to 0^+$-перехода лишние степени импульсов конечных лептонов. Поэтому эти переходы относятся к

разряду запрещенных. Вероятность 2β (2ν)-распада с переходом на уровень 2^+, проинтегрированная по импульсам нейтрино, равна

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1\, d\varepsilon_2\, d\cos\vartheta} = \frac{G_F^4 \cos^4\theta_C}{336\pi^7}\left[\sum_{J_z}\left|\left\langle N'\left|\frac{g_A^2}{\mu_0^3}\sum_{a\neq b}\sigma_{ai}\sigma_{bk}\right|N\right\rangle\right|^2\right]\times$$

$$\times F_c(v_1)\,F_c(v_2)\,v_1v_2\varepsilon_1^2\varepsilon_2^2(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2(\Delta-\varepsilon_1-\varepsilon_2)^7\left(1+\frac{1}{3}v_1v_2\cos\vartheta\right).$$

В прямых скобках — просуммированный по проекциям спина конечного ядра квадрат ядерного матричного элемента. Спектр одиночных электронов определяется выражением

$$\frac{dw}{d\varepsilon_1}\sim\varepsilon_1^2(T-t_1)^8\,[(T-t_1)^4-6t_1(T-t_1)^3+459m_e^2t_1^2+$$

$$+11(t_1^2-4m_et_1+m_e^2)(T-t_1)^2+110m_et_1(t_1-m_e)(T-t_1)].$$

Интегральная вероятность $0^+\to 2^+$-перехода равна

$$w(2\beta,\ 2\nu)_{0^+\to 2^+}=\frac{2^3 3^2 G_F^4\cos^4\theta_C}{15!\,\pi^7}\left(\sum_{J_z}\left|\left\langle N'\left|\frac{g_A^2}{\mu_0^3}\sum_{a\neq b}\sigma_{a_i}\sigma_{b_k}\right|N\right\rangle\right|^2\right)\times$$

$$\times[F_c(1)]^2T^{11}(T^4+30m_eT^3+420m_e^2T^2+1820m_e^3T+2730m_e^4).$$

Вероятность $0^+\to 1^+$-перехода вдвое больше, чем вероятность перехода $0^+\to 2^+$; ядерный матричный элемент перехода $0^+\to 1^+$ равен

$$\left\langle N'\left|\frac{g_A}{\mu_0^3}\sum_{a\neq b}\sigma_{a_i}1_b\right|N\right\rangle$$

з) Учет кулоновского поля ядра

В приведенных выше формулах для вероятности 2β-распада учет влияния кулоновского поля на отдельный элеткрон заключался в умножении вероятности на фермиевский фактор

$$F_c(v)=\frac{2\pi\alpha z/v}{1-\exp(-2\pi\alpha z/v)}.$$

(При этом, вычисляя интегральную вероятность, мы приближенно считали $v_{1,2}=1$.) Это дает хорошую точность, если в электронных волновых функциях существенна S-волновая часть. Такова суитуация, например, в 2β (0ν)-распаде с майорановской массой нейтрино. Напомним, что основной вклад давали нулевые по импульсам электронов члены разложения волновых функций. Более точная формула для $F_c(v)$ учитывающая конечный размер ядра, имеет вид [104]

$$F_c(v)=4\left|\frac{\Gamma(\gamma+iy)}{\Gamma(1+2\gamma)}\right|^2 e^{\pi y}(2kR)^{2(\gamma-1)},\quad \gamma=\sqrt{1-(\alpha z)^2},\quad y=\frac{\alpha z}{v}. \qquad (64)$$

В тех случаях, когда заметный вклад дает P-волна, вместо плоских волн следует брать точное решение для электронных волновых функций в кулоновском поле [89,104]. Это относится к 2β (0ν)-переходам, обусловленным примесью правого взаимодействия. Использование точных кулоновских функций значительно усложняет все расчеты и приводит к другим численным результатам для периода полураспада. В то же время, правила отбора, спектры и угловые распределения электронов оказываются теми же, что и при замене электронных волновых функций на плоские волны [104].

В дальнейшем при численных оценках мы будем пользоваться таблицами функций $F_c(v)$, приведенными в книге [105].

и) Численные оценки. Ограничения на параметры несохранения лептонов

В табл. II дана классификация 2 β-переходов. Круг означает разрешенный переход. Маленький круг означает, что соответствующий переход подавлен. Крестом обозначены запрещенные переходы.

Таблица II

Тип 2β-перехода	2β, 2ν		2β, 0ν						2β, M⁰	
Механизм	2n	Δ	Майорановская масса нейтрино		Правые токи		Хиггсовский механизм		2n	Δ
			2n	Δ	2n	Δ	2n	Δ		
Переход:										
$0^+ \to 0^+$	○	×	○	×	○	○	○	×	○	×
$0^+ \to 1^+$	○	○	×	×	○	○	×	×	×	×
$0^+ \to 2^+$	○	○	×	×	○	○	×	×	×	×

Чтобы найти ограничения на майорановскую массу нейтрино и другие параметры, характеризующие механизмы $\Delta L = 2$-переходов, надо знать величины ядерных матричных элементов. Результаты вычислений ядерных матричных элементов, полученные в разных работах, существенно отличаются друг от друга. В этом основная (хотя и не единственная) причина расхождения оценок верхних пределов на параметры, характеризующие процессы с $\Delta L = 2$. Сводка результатов, полученных разными авторами, дана в табл. III. Приведенные оценки получены на основе формул для вероятности двухнуклонного (2n) механизма 2β (0ν)-распада.

Комментарии к табл. III

1. В столбце III приводятся экспериментальные данные о переходах $0^+ \to 0^+$ для Ca^{48}, Ge^{76}, Se^{82}, Mo^{100}.

2. Геохимические данные [8, 9] по отношению $T_{1/2}(128)/T_{1/2}(130)$ противоречат друг другу. Данные [8] не могут быть объяснены существованием только 2β (2ν)-распада. Отсюда делается вывод об отличном от нуля значении майорановской массы нейтрино (IV) или параметра η (V). Новые данные [9] согласуются с отсутствием 2β (0ν)-распада и могут служить для определения верхних границ на m_ν и η.

3. В столбце II даны теоретические предсказания $T_{1/2}$ для 2β (2ν)-распада, заимствованные из работы [84]. Возможны неопределенности, связанные с оценкой ядерного матричного элемента.

4. Геохимические данные по абсолютной величине $T_{1/2}$ (Te^{130}) могут быть объяснены существованием 2β (2ν)-распада и одновременно могут быть использованы, как нижний предел на $T_{1/2}$ 2β (0ν)-распада. Исходя из этого, в работе [13] найдено ограничение на параметр η′, характеризующий в данном случае (см. [13]) примесь правой компоненты в лептонном токе:

$$\bar{e}\gamma_\mu [1 + \gamma_5 + \eta' (1 - \gamma_5)] \nu.$$

При том же значении ядерного матричного элемента такое же ограничение справедливо и для параметра η.

5. В работе [81] найдено ограничение на m_ν, исходя из формул для вероятности 2β (0ν)-распада, полученной в работе [11]. В действительности выражение для w (2β, 0ν) вдвое меньше, чем в работе [11]. Соответственно ограничение на m_ν в $\sqrt{2}$ раз больше.

6. В работе [89] в качестве электронных волновых функций использовались точные решения уравнения Дирака в кулоновском поле. С этим (как утверждают авторы [89]) связано отличие оценок верхних пределов от предыдущих результатов [84], полученных теми же авторами, в которых учет кулоновского поля сводился к умножению w (2β, 0ν) на фермиевский фактор $F_c(v_1)\, F_c(v_2)$. Заметим, однако, что различный учет кулоновского

Таблица III

I	II	III	IV	V
Переход	2β (2ν), $T_{1/2}$, лет (теория)	$T_{1/2}$, лет (эксперимент)	m_ν, эВ	η
$\frac{Te^{130} \to Xe}{Te^{128} \to Xe}$	$\frac{T_{1/2}(128)}{T_{1/2}(130)} = 5{,}1 \cdot 10^3$	$T_{1/2}(128)/T_{1/2}(130) = (1{,}59 \pm 0{,}06) \cdot 10^3$ [8]	$=34$ [84] $>0{,}8$ [92] $=10$ [86] $=10$ [89]	$=1{,}5 \cdot 10^{-4}$ [84] $=4{,}4 \cdot 10^{-5}$ [89]
		$T_{1/2}(128)/T_{1/2}(130) = (0{,}9 \pm 0{,}95) \cdot 10^4$ [9]	$<4{,}7$ [89]	
$Te^{130} \to Xe$	$T_{1/2} = 2{,}55 \cdot 10^{21}$	$T_{1/2} \doteq (2{,}2 \pm 0{,}7) \cdot 10^{21}$ [106] $T_{1/2} = (2{,}55 \pm 0{,}20) \cdot 10^{21}$ (c)		$<10^{-3}$ [13]
$Ca^{48} \to Ti$	$T_{1/2} = 3{,}6 \cdot 10^{19}$	$T_{1/2}(0\nu) > 2 \cdot 10^{21}$ [107] $T_{1/2}(2\nu) > 3{,}6 \cdot 10^{19}$ [107]	$<50\ (\times \sqrt{2})$ [81] <700 [84] <45 [89] <80 [83] <73 (*)	$<6{,}2 \cdot 10^{-4}$ [84] $<4 \cdot 10^{-5}$ [89] $<4 \cdot 10^{-4}$ [98] $<3 \cdot 10^{-6}$ [99]
$Se^{82} \to Kr$	$T_{1/2} = 1{,}45 \cdot 10^{20}$	$T_{1/2}(0\nu) > 3{,}1 \cdot 10^{21}$ [108] $T_{1/2} = (1{,}45 \pm 0{,}15) \cdot 10^{20}$ (c) $T_{1/2}(2\nu) = (1{,}0 \pm 0{,}4) \cdot 10^{19}$ [109]	<280 [84] <12 [85] <33 [89] <89 (*)	$<3{,}4 \cdot 10^{-4}$ [84] $<4{,}4 \cdot 10^{-5}$ [84]
$Ge^{76} \to Se$	$T_{1/2} = 2{,}3 \cdot 10^{21}$	$T_{1/2}(0\nu) > 5 \cdot 10^{21}$ [110]	<550 [84] <15 [85] <45 [89] <146 (*)	$<10^{-3}$ [84] $<8 \cdot 10^{-5}$ [89]
		$T_{1/2}(0\nu) > 2 \cdot 10^{22}$ [111]	<22 [112] $<8{,}3$ [88, 111] <73 (*)	$<4 \cdot 10^{-5}$ [111] $<1{,}5 \cdot 10^{-5}$ [111, 88]
$Mo^{100} \to Ru$		$T_{1/2}(0\nu) > 2{,}1 \cdot 10^{21}$ [112]	$<25-80$ [112] <88 (*)	

поля ядер не может существенно изменить оценки верхних пределов на майорановскую массу нейтрино. По-видимому, отличие результатов работ [84, 89] связано также с вычислениями ядерных матричных элементов.

7. Значком (*) отмечены результаты вычислений верхних пределов на массу нейтрино по формуле (36), в которой ядерный матричный элемент считается равным $1/R$, R — радиус ядра. Для F_c использовались значения, приведенные в [105].

8. Формула для вероятности w (2β, 0ν), полученная в работе [99], в 4 раза больше, чем (45). Соответствующий верхний предел на η следует удвоить.

9. В табл. III не учтены данные о переходах на возбужденные уровни $0^+ \to 2^+$:

$$Ge^{76} \to Se^{76}:\ T_{1/2} > 5 \cdot 10^{21}\ [110],\quad T_{1/2} > 0{,}8 \cdot 10^{22}\ [111],$$

$$Nd^{150} \to Sm^{150}:\ T_{1/2} > 10^{18}\ [118].$$

Ограничения на η, которые можно отсюда извлечь, слабее, чем приведенные а таблице ограничения из данных по $0^+ \to 0^+$-переходам.

10. Значком (с) отмечены средние по всем геохимическим экспериментам значения периодов полураспада Te^{130}, Se^{82} [9, 106, 113–117], приведенные в работе [89].

Экспериментальные данные по 2β (0ν)-распаду позволяют также установить нижнюю границу на массу тяжелого майорановского нейтрино. Согласно работе [96] это ограничение составляет 3 ГэВ. Аналогичное ограничение най-

дено в работе [83] из данных по Ca^{48}. Заметим, что повышение экспериментальной верхней границы на период полураспада не может существенно изменить этот результат, поскольку матричный элемент содержит экспоненциальную зависимость от массы тяжелого нейтрино M_ν (см. формулу (37)).

В моделях с L — R-симметрией может возникать существенный вклад в амплитуду 2β (0ν)-распада от диаграмм с дважды заряженными хиггсовскими бозонами (см. рис. 13). Параметры модели входят в вероятность в виде комбинации

$$\varkappa^2 \frac{\eta_R^5}{(1+\eta_R)^2} \approx \varkappa^2 \eta_R^5 \quad \text{при} \quad \eta_R \ll 1.$$

Положим ядерный матричный элемент M_N в формуле (55) равным 1. Тогда из данных [107] по Ca^{48} получается следующее ограничение:

$$\eta_R^5 \varkappa^2 < 6 \cdot 10^{-9}.$$

При $\chi \sim 0{,}1$ получаем следующее ограничение на η_R:

$$\eta_R = \frac{m^2_{W_L}}{m^2_{W_R}} < \frac{1}{20}.$$

В частном варианте модели [57], связывающем малость массы нейтрино с доминантностью левого взаимодействия,

$$m_{\nu_L} = \text{const} \cdot \frac{m_e^2}{m_{W_R}} < \sim 1 \text{ эВ}.$$

Близкий к этому результат получен в работе [32]. Это ограничение на майорановскую массу левого нейтрино не следует понимать слишком буквально, так как оно связано со специальным выбором параметров и хиггсовского сектора модели. Указанный пример демонстрирует возможную доминантность вклада хиггсовского механизма в амплитуду 2β (0ν)-распада.

5. ЧТО БУДЕТ ОЗНАЧАТЬ ОБНАРУЖЕНИЕ 2β (0ν)-РАСПАДА?

Чтобы отличить на опыте различные механизмы 2β (0ν)-распада, необходимо измерять угловые или энергетические распределения продуктов распада. Так, например, майорановская масса нейтрино и правые токи приводят к совершенно различным спектрам одиночных электронов и распределениям по углу между импульсами электронов. Однако измерение дифференциальных характеристик представляется задачей более сложной, чем выделение событий с фиксированной суммарной энергией конечных электронов. Кроме того, возможны механизмы, приводящие к тем же дифференциальным распределениям, что и масса нейтрино. К ним относятся, например, механизмы, сводящиеся к эффективному $\Delta L = 2$-взаимодействию Понтекорво. Таким образом, экспериментальное измерение дифференциальных характеристик 2β (0ν)-распада может существенно сузить круг допустимых гипотез, но не способно однозначно указать механизм, порождающий $\Delta L = 2$-переходы.

В рамках некоторых, скажем, общепринятых предположений о структуре слабых взаимодействий можно, однако, показать [100], что обнаружение 2β (0ν)-распада будет свидетельствовать о ненулевой майорановской массе нейтрино. К этим предположениям относятся следующие:

1. Слабые взаимодействия описываются калибровочной теорией.

2. Калибровочные поля (W-бозоны) связаны как с лептонным $(\bar{l}\nu_l)$-током, так и с током кварков $(\bar{u}d)$, $(\bar{s}c)$ и т. д.

3. Имеется кроссинг-симметрия.

Для доказательства рассмотрим процесс $e^- uu \to dde^+$, являющийся кроссинговым по отношению к 2β (0ν)-распаду. Обнаружение 2β (0ν)-распада будет означать, что отлична от нуля шестифермионная диаграмма, пока-

занная на рис. 18. Заштрихованный блок на этой диаграмме соответствует некоторому механизму 2β (0ν)-распада. «Замкнем» кварковые линии и соединим их с лептонными W-бозонами. Получим диаграмму, показанную на рис. 19. Эта диаграмма означает наличие майорановского массового члена вида

$$m_{ee}^{L} \nu_{eL}^{T} C \nu_{eL}.$$

Заметим, что теорема не доказывает, что майорановская масса нейтрино (и только она) является причиной 2β (0ν)-распада. Более того, вклад майорановской массы не обязан быть доминирующим.

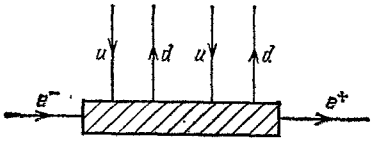

Рис. 18.

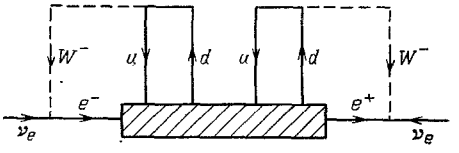

Рис. 19.

Что касается конкретных моделей со спонтанным нарушением лептонного заряда, то в большинстве рассмотренных нами примеров вклад майорановской массы нейтрино оказывается основным. Исключение могут составлять модели с лево-правой симметрией, допускающие произвол в выборе свободных параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С момента появления первой работы по двойному безнейтринному β-распаду прошло почти полвека. Сейчас более, чем когда-либо раньше, ясна цель поиска этого явления: 2β (0ν)-распад — единственный процесс, исследуя который можно обнаружить и измерить майорановскую массу нейтрино. Независимые измерения параметров массовой матрицы нейтрино по β-спектру трития и нейтринным осцилляциям, безусловно, не менее важны. По чувствительности эти опыты не уступают, а возможно, и превосходят современные возможности обнаружения массы нейтрино в 2β (0ν)-распаде. Однако среди перечисленных явлений, в которых может проявиться масса нейтрино, 2β (0ν)-распад — единственное, с помощью которого можно узнать природу этой массы. По сути дела, качественный вопрос о характере массовой матрицы нейтрино (дираковская или майорановская) не менее важен, чем количественный. Одним из аргументов в пользу «майорановости» массы нейтрино является ее малость по сравнению с массами заряженных фермионов. Этот аргумент основан на единых калибровочных теориях, в которых массы частиц появляются как следствие спонтанного нарушения симметрий. Наличие майорановской массы нейтрино будет означать, что помимо стандартной SU (2) × U (1)-симметрии нарушена также L (B — L)-симметрия. Дополнительным аргументом в пользу того, что B — L не является строго сохраняющейся величиной (а нейтрино приобретает майорановскую массу), служат теории, в которых эта симметрия является спонтанно нарушенной калибровочной симметрией. В противном случае возникает проблема существования соответствующего «фотона».

Майорановская масса нейтрино — не единственная, хотя и наиболее вероятная, причина 2β (0ν)-распада. Детальное исследование 2β (0ν)-распада (если он происходит) позволит существенно сузить круг допустимых гипотез о взаимодействии, нарушающем лептонный заряд. В этом смысле поиск 2β (0ν)-распада может служить одним из способов проверки моделей единых калибровочных теорий. Кроме того, обнаружение безнейтринного 2β-распада практически не оставит сомнений в том, что майорановская масса нейт-

рино отлична от нуля даже в том случае, если ее вклад в амплитуду 2β (0ν)-распада не является доминирующим.

Автор благодарен Б. А. Долгошеину, Ю. Г. Здесенко, О. Я. Зельдович, А. Калиновскому, И. Ю. Кобзареву, В. А. Любимову, Б. В. Мартемьянову, Л. Б. Окуню, А. А. Поманскому, А. Смольникову, С. Фаянсу, В. А. Ходелю за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Вычислим матричный элемент 2β (0ν)-распада, инициированного майорановской массой нейтрино m_ν. S-матрица второго порядка по слабому взаимодействию имеет вид

$$S = -\frac{i}{2!}\int d^4x\, d^4y\, \langle N' e^- e^- | T L(x) L(y) | N\rangle. \tag{I.1}$$

L — лагранжиан слабого взаимодействия. Пренебрежем на время кулоновским полем ядра, считая, что электроны описываются плоскими волнами

$$\frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} e^{ikx} \bar{e}(k),$$

где $k = k_1$ или k_2 — 4-импульсы электронов, $\varepsilon_{1,2} = k_{01,2}$ — энергии электронов, $e(k)$ — четырехкомпонентный спинор. Произведение лептонных токов, стоящее под знаком T-произведения, имеет вид

$$j_\mu(x)\, j_\lambda(y) = \bar{e}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu(x)\cdot\bar{e}(y)\gamma_\lambda(1+\gamma_5)\nu(y).$$

Для дальнейшего удобно транспонировать один из них, представив в виде

$$j_\lambda(y) = \nu^{\mathrm{T}}(y)(1+\gamma_5)\gamma_\lambda^{\mathrm{T}}\bar{e}^{\mathrm{T}}(y).$$

Свертка T-произведения электронных операторов дает

$$\bar{e}(k_1)\gamma_\mu(1+\gamma_5)\langle 0|T\nu(x)\nu^{\mathrm{T}}(y)|0\rangle(1+\gamma_5)\gamma_\lambda^{\mathrm{T}}\bar{e}^{\mathrm{T}}(y)\, e^{i(k_1x+k_2y)} - (k_1 \leftrightarrow k_2). \tag{I.2}$$

Вакуумное среднее T-произведения нейтринных операторов $\nu(x)\nu^{\mathrm{T}}(y)$ отлично от нуля, если электронное нейтрино — майорановская частица (либо представляет собой суперпозицию майорановских диагональных состояний $\nu = \nu_e = \sum_{A=1}^{N} U_{eA}\varphi_A$). Пусть m_ν — майорановская масса электронного нейтрино (напоминаем, что в общем случае под m_ν надо понимать

$$\sum_{A=1}^{N} \mu_A U_{eA}^2,$$

где μ_A — массы майорановских диагональных нейтрино). Для майорановской частицы, как известно, выполняется равенство $\nu^{\mathrm{T}} = \bar{\nu}C$, где $C = i\gamma_2\gamma_0$ — матрица зарядового сопряжения. Тогда вакуумное среднее $\langle 0|T\nu(x)\nu^{\mathrm{T}}(y)|0\rangle$, которое можно назвать пропагатором майорановской частицы, выражается через пропагатор «обычной» дираковской частицы в виде

$$G_{\mathrm{M}} = \langle 0|T\nu(x)\nu^{\mathrm{T}}(y)|0\rangle = G_{\mathrm{D}}C. \tag{I.3}$$

Как известно

$$G_{\mathrm{D}}(x-y) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4}\frac{e^{iq(x-y)}}{\hat{q}-m_\nu}, \qquad \hat{q} = q_\alpha\gamma_\alpha.$$

Подставим $(\hat{q}-m_\nu)^{-1}$ в выражение (1.2) и займемся преобразованием произведения γ-матриц (до интегрирования по d^4q):

$$\gamma_\mu(1+\gamma_5)\frac{q_\alpha\gamma_\alpha+m_\nu}{q^2-m_\nu^2}C(1+\gamma_5)\gamma_\lambda^{\mathrm{T}} = -\frac{2m_\nu}{q^2-m_\nu^2}\gamma_\mu\gamma_\lambda(1-\gamma_5)C.$$

Уже отсюда видны условия, при которых амплитуда 2β (0ν)-распада отлична от нуля, если лептонный ток левый:

1) ν_e — майорановская частица;
2) $m_\nu \neq 0$.

Пренебрегая m_ν^2 по сравнению с q^2, получаем

$$\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4}\frac{e^{iq(x-y)}}{q^2} = -\frac{1}{4\pi}\delta_+(t^2-r^2), \quad t = x_0 - y_0, \quad \mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{y}. \tag{I.4}$$

Таким образом T-произведение лептонных операторов приводится к виду

$$\frac{m_\nu}{2\pi}\,\delta_+(t^2-r^2)\,[l_{\mu\lambda}(k_1,\ k_2)\exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{x}+i\mathbf{k}_2\mathbf{y})-(k_1\rightleftarrows k_2)],\tag{I.5}$$

где $l_{\lambda\mu}(k_1,\ k_2)=\bar{e}(k_1)\,\gamma_\mu\gamma_\lambda\,(1-\gamma_5)\,C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)$.

Свертку T-произведения нуклонных операторов можно представить в виде суммы по всевозможным парам нейтронов ядра

$$\sum_{a\neq b} J^a_\mu(\mathbf{x})\,J^b_\lambda(\mathbf{y})\exp(i\Delta E_a x_0+i\Delta E_b y_0).\tag{I.6}$$

$J^a_\mu(\mathbf{x})$ следует теперь понимать, как амплитуду перехода нейтрона под номером a, находящегося в точке $\mathbf{x}$, в протон. В этой формуле выделена экспоненциальная зависимость волновой функции ядра от времени, ΔE_a — изменение энергии ядра в результате распада нейтрона под номером a. Очевидно, что сумма $\Delta E_a+\Delta E_b=\Delta$ равна разности масс начального и конечного ядер, а разность $\Delta E_a-\Delta E_b=Q_0$ характеризует энергию виртуального нейтрино. В нерелятивистском пределе спиновая структура матричных элементов токов J_μ следующая

$$J_0=1,\quad \mathbf{J}=g_A\boldsymbol{\sigma},\quad g_A\approx 1{,}25.$$

Теперь удобно проинтегрировать по временным переменным $T=\frac{1}{2}(x_0+y_0)$ и $t=x_0-y_0$, после чего S матрицу можно представить в виде

$$S=\frac{2\pi\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\Delta)}{\sqrt{2\varepsilon_1}\,\sqrt{2\varepsilon_2}}\,m_\nu\,\frac{G_{\mathrm{F}}^2\cos^2\theta_{\mathrm{C}}}{2\pi}\,l(k_1,\ k_2)\times$$
$$\times\int d\mathbf{x}\,d\mathbf{y}\,\Phi^+_{\mathrm{N}'}\sum_{a\neq b}\frac{e^{iQ_0 r}}{r}\,(1-g_A^2\sigma_a\sigma_b)\,\Phi_{\mathrm{N}}.\tag{I.7}$$

Φ_{N} и $\Phi_{\mathrm{N}'}$ — волновые функции начального и конечного ядер. Под интегралом мы пренебрегли экспонентой, содержащей энергии электронов, так как $|\varepsilon_1-\varepsilon_2|\,r\ll 1$ во всех практически интересных случаях. $l(k_1,\ k_2)$ характеризует зависимость от спинов и импульсов электронов

$$l(k_1,\ k_2)=\bar{e}(k_1)\,(1-\gamma_5)\,C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2).$$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Укажем основные этапы преобразования S-матрицы 2β (0ν)-распада (см. формулу (39)), происходящего за счет примеси правых токов. Свертка нейтринных операторов дает

$$\langle \mathrm{N}'|J^{\mathrm{L}}_\mu(x)\,J^{\mathrm{R}}_\lambda(y)|\mathrm{N}\rangle\,[\bar{e}(x)\,\gamma_\mu\gamma_\alpha\gamma_\lambda\,(1+\gamma_5)\,C\bar{e}^{\mathrm{T}}(y)]\,\frac{q_\alpha}{q^2}+$$
$$+\langle \mathrm{N}'|J^{\mathrm{R}}_\mu(x)\,J^{\mathrm{L}}_\lambda(y)|\mathrm{N}\rangle\,[\bar{e}(x)\,\gamma_\mu\gamma_\alpha\gamma_\lambda\,(1-\gamma_5)\,C\bar{e}^{\mathrm{T}}(y)]\,\frac{q_\alpha}{q^2}.$$

Как и прежде, предполагаем, что электроны описываются плоскими волнами, а зависимость волновых функций ядра от времени определяется экспонентой. Тогда свертка электронных и нуклонных операторов дает

$$\sum_{a\neq b}\{\langle J^{\mathrm{L}\,(a)}_\mu J^{\mathrm{R}\,(b)}_\lambda\rangle\,[\bar{e}(k_1)\,\gamma_\mu\gamma_\alpha\gamma_\lambda\hat{0}_+C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\exp(i\varepsilon_1x_0+i\varepsilon_2y_0)\exp(-i\mathbf{k}_1\mathbf{x}-i\mathbf{k}_2\mathbf{y})-$$
$$-\bar{e}(k_2)\,\gamma_\mu\gamma_\alpha\gamma_\lambda\hat{0}_+C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_1)\exp(i\varepsilon_2x_0+i\varepsilon_1y_0)\exp(-i\mathbf{k}_1\mathbf{y}-i\mathbf{k}_2\mathbf{x})]\,e^{i\Delta E_a x_0+i\Delta E_b y_0}+$$
$$+\langle J^{\mathrm{R}\,(b)}_\mu J^{\mathrm{L}\,(a)}_\lambda\rangle\,[\hat{0}_+\rightleftarrows\hat{0}_-]\,e^{i\Delta E_a y_0+i\Delta E_b x_0}\},\tag{II.1}$$
$$\hat{0}_\pm=1\pm\gamma_5.$$

Это выражение антисимметрично по перестановке фермионных переменных. Введем обозначения $t=x_0-y_0$, $T=\frac{1}{2}(x_0+y_0)$, $\mathbf{R}=\frac{1}{2}(\mathbf{x}+\mathbf{y})$, $\mathbf{r}=\mathbf{x}-\mathbf{y}$, $E=\varepsilon_1+\varepsilon_2$, $\mathbf{p}=\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2$, $\varepsilon=\varepsilon_1-\varepsilon_2$, $\mathbf{k}=\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2$. S-матрица имеет вид

$$S=\eta G_{\mathrm{F}}^2\cos^2\theta_{\mathrm{C}}\int d^4x\,d^4y\,\frac{d^4q}{(2\pi)^4}\,e^{iET}e^{-i\mathbf{p}\mathbf{R}}\,\frac{q_\alpha}{q^2}\times$$
$$\times\sum_{a\neq b}\Big\{e^{i(\Delta E_a-\Delta F_b)\frac{t}{2}}\,\langle J^{\mathrm{L}\,(a)}_\mu J^{\mathrm{R}\,(b)}_\lambda\rangle\Big[\bar{e}(k_1)\,T^{(+)}_{\mu\alpha\lambda}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\exp\Big(i\,\frac{\varepsilon t}{2}-i\,\frac{\mathbf{k}\mathbf{r}}{2}\Big)-$$

$$-\bar{e}(k_2)\,T^{(+)}_{\mu\alpha\lambda}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_1)\exp\left(-i\frac{\varepsilon t}{2}+i\frac{kr}{2}\right)\Big]+e^{i(\Delta E_b-\Delta E_a)\frac{t}{2}}\times$$

$$\times\langle J^{\mathrm{R}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{L}\,(b)}_{\lambda}\rangle\,[T^{(+)}\rightleftarrows T^{(-)}]\Big\},\qquad (\mathrm{II}.2)$$

где $T^{\pm}_{\mu\alpha\lambda}=\gamma_\mu\gamma_\alpha\gamma_\lambda(1\pm\gamma_5)\ C$. Матричный элемент произведения адронных токов, обозначенный через $\langle J^{\mathrm{L}(a)}_{\mu}\ J^{\mathrm{R}(b)}_{\lambda}\rangle$ означает

$$\langle J^{\mathrm{L}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{R}\,(b)}_{\lambda}\rangle=(\delta_{0\mu}1^a+g_A\delta_{i\mu}\sigma^a_i)\,(\delta_{0\lambda}1^b-g_A\delta_{k\lambda}\sigma^b_k),\qquad (\mathrm{II}.3)$$

где индексы a и b нумеруют нуклоны (или кварки, тогда $g_A=1$). Интегрирование по q_0 сводится к интегрированию δ-функций, которые возникают при вычислении интеграла по переменной t.

$$S=\eta G_{\mathrm{F}}^2\cos^2\theta_{\mathrm{C}}\int \mathrm{d}^3x\,\mathrm{d}^3y\,\frac{\mathrm{d}^3q}{(2\pi)^3}\,e^{i\mathbf{pR}}\times$$

$$\times\Big\{\langle J^{\mathrm{L}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{R}\,(b)}_{\lambda}\rangle\Big[\bar{e}(k_1)\,T^{(+)}_{\mu\alpha\lambda}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\,e^{-i\,\mathbf{kr}/2}\,\frac{q_\alpha}{q^2}\,e^{-i\mathbf{qr}}\Big|_{q_0=q_0^{(1)}}-$$

$$-\bar{e}(k_2)\,T^{(+)}_{\mu\alpha\lambda}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_1)\,e^{i\mathbf{kr}/2}\,\frac{q_\alpha}{q^2}\,e^{-i\mathbf{qr}}\Big|_{q_0=q_0^{(2)}}\Big]+$$

$$+\langle J^{\mathrm{R}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{L}\,(b)}_{\lambda}\rangle\,[T^{(+)}\rightleftarrows T^{(-)}]\Big\}\cdot 2\pi\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\Delta),\qquad (\mathrm{II}.4)$$

где $q^{(1,2)}_0$ — энергии виртуального нейтрино для диаграмм, отличающихся перестановкой конечных электронов, причем $q^{(1)}_0-q^{(2)}_0=\varepsilon_1-\varepsilon_2$. Интегрирование по $\mathbf{q}$ дает

$$\int\frac{\mathrm{d}^3q}{(2\pi)^3}\,e^{-i\mathbf{qr}}\,\frac{q_\alpha}{q^2}=\frac{1}{4\pi r}\,Q_\alpha e^{-iQ_0r},\qquad (\mathrm{II}.5)$$

$$Q_0=q_0,\quad \mathbf{Q}=\left(q_0+\frac{i}{r}\right)\mathbf{n},\quad \mathbf{n}=\frac{\mathbf{r}}{r}\,.$$

Учтем также, что $\bar{e}(k_1)\,T^{+}_{\mu\alpha\lambda}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)=\bar{e}(k_2)\,T^{(-)}_{\lambda\alpha\mu}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_1)$. S-матрица представима в виде

$$S=\eta\,\frac{G_{\mathrm{F}}^2}{4\pi}\cos^2\theta_{\mathrm{C}}\sum_{a\neq b}\int \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\frac{e^{iQ_0r}}{r}\,e^{-i\mathbf{pR}}\,\{\langle J^{\mathrm{L}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{R}\,(b)}_{\lambda}\rangle\times$$

$$\times[\bar{e}(k_1)\,T^{(+)}_{\mu\alpha\lambda}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\,e^{-i\mathbf{kr}/2}\,Q^{(1)}_{\alpha}-\bar{e}(k_1)\,T^{(-)}_{\lambda\alpha\mu}\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\,e^{i\mathbf{kr}/2}Q^{(2)}_{\alpha}]+$$

$$+\langle J^{\mathrm{R}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{L}\,(b)}_{\lambda}\rangle\,[T^{(+)}\rightleftarrows T^{(-)}]\}\,2\pi\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\Delta).\qquad (\mathrm{II}.6)$$

В экспоненте e^{iQ_0r} мы положили $Q^{(1)}_0\approx Q^{(2)}_0=Q_0$, поскольку характерные энергии виртуальных нейтрино порядка обратного расстояния между нуклонами, а разность $Q_0^{(1)}-Q_0^{(2)}$, равная разности энергий электронов, во всех практически интересных случаях значительно меньше, чем Q_0.

Тензоры, построенные из лептонных переменных, можно разбить на неприводимые представления, преобразующиеся как скаляр, вектор и тензор 2-го ранга по отношению к трехмерным вращениям. Эти тензоры сворачиваются с нуклонными тензорами, которые разбиваются на те же неприводимые представления. Скаляр, вектор и тензор описывают соответственно ядерные переходы $0^+\to 0^+$, $0^+\to 1^+$ и $0^+\to 2^+$.

Для дальнейших преобразований S-матрицы удобно разбить тензоры $T^{(\pm)}_{\mu\alpha\lambda}$ на симметричную и антисимметричную по индексам μ и λ части $T^{(\pm)}_{\mu\alpha\lambda}=S^{(\pm)}_{\mu\alpha\lambda}+A^{(\pm)}_{\mu\alpha\lambda}$, используя равенство

$$\gamma_\mu\gamma_\alpha\gamma_\lambda=\gamma_\mu\delta_{\alpha\lambda}+\gamma_\lambda\delta_{\alpha\mu}-\gamma_\alpha\delta_{\lambda\mu}+i\varepsilon_{\mu\alpha\lambda\beta}\gamma_5\gamma_\beta.$$

Заметим, что $A^{(\pm)}_{\mu\alpha\lambda}$ антисимметричен по всем трем индексам.

Произведение адронных токов также удобно разбить на части, обладающие определенной симметрией при одновременной перестановке $\mu\leftrightarrow\lambda$ и индексов, нумерующих нуклоны, $a\leftrightarrow b$:

$$\left.\begin{matrix}\langle J^{\mathrm{L}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{R}\,(b)}_{\lambda}\rangle\\ \langle J^{\mathrm{R}\,(a)}_{\mu}J^{\mathrm{L}\,(b)}_{\lambda}\rangle\end{matrix}\right\}=[\delta_{0\mu}\delta_{0\lambda}1^a1^b-\delta_{i\mu}\delta_{k\lambda}\sigma^a_i\sigma^b_kg_A^2]\pm g_A\,[\delta_{0\lambda}\delta_{i\mu}\sigma^a_i1^b-\delta_{0\mu}\delta_{i\lambda}\sigma^b_i1^a].\qquad (\mathrm{II}.7)$$

Поскольку, как уже говорилось, во всех практически интересных случаях $R\Delta\ll 1$, разложим экспоненты, содержащие $(k_1+k_2)\,R$ и $(k_1-k_2)\,r$, и учтем наинизшие члены

разложения, дающие ненулевой вклад. Напомним, что при вычислении вероятности 2β (0ν)-распада с майорановской массой основной вклад давали нулевые члены разложения этих экспонент. Для этого приходится отдельно рассматривать вклад пространственной и временной компонент векторов $\mathbf{Q}_\alpha^{(1,2)}$.

Рассмотрим слагаемое с $\mathbf{Q}_0^{(1,2)}$. Легко убедиться, что при замене экспонент на единицу ненулевой вклад дают слагаемые с $S_{\mu\alpha\lambda}^{(\pm)}$. Этот вклад пропорционален

$$\bar{e}(k_1)\,(S_{\mu 0\lambda}^{(+)}+S_{\mu 0\lambda}^{(-)})\,\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\cdot(\varepsilon_1-\varepsilon_2). \tag{II.8}$$

Вклад антисимметричной части обращается в нуль после суммирования по нуклонам ядра. Вклад остальных членов разложения экспонент содержит малость порядка $(R\Delta)^2$.

Рассмотрим слагаемое, пропорциональное $Q^{(1,2)}$. Поскольку вектор $\mathbf{Q}$ направлен по вектору $\mathbf{n}=\mathbf{r}/r$, то нулевой член разложения экспонент после интегрирования в формуле (48) по углам исчезает. Учтем первые члены разложения $\exp(\pm i\mathbf{kr}/2)$ и $\exp(i\mathbf{pR})$, $\mathbf{p}=\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2$. При разложении надо учитывать, что $\mathbf{r}=\mathbf{r}_a-\mathbf{r}_b$, $2\mathbf{R}=\mathbf{r}_a+\mathbf{r}_b$, поэтому при замене $a\leftrightarrow b$: $\mathbf{r}\to-\mathbf{r}$, $\mathbf{R}\to\mathbf{R}$. Обозначим $\mathbf{Q}=a\mathbf{n}/r$, $a=q_0r+i$, причем $|a|\sim 1$, $q_0=q_0^{(1)}$ или $q_0^{(2)}$.

1. $\exp(\pm i\mathbf{kr}/2)\to 1\pm i\mathbf{kr}/2$; $\exp(i\mathbf{pR})\to 1$. Вклад симметричной части пропорционален

$$i\,\frac{kr}{2}\,\bar{e}(k_1)\,(S_{\mu i\lambda}^{(+)}+S_{\mu i\lambda}^{(-)})\,\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\,(Q_i^{(1)}+Q_i^{(2)})\approx Q_i\bar{e}(k_1)\,(S_{\mu i\lambda}^{(+)}+S_{\mu i\lambda}^{(-)})\,\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\,i\,(\mathbf{kr}). \tag{II.9}$$

Этот тензор сворачивается с симметричной по перестановке $\mu\leftrightarrow\lambda$, $a\leftrightarrow b$ частью тензора (II.7). Аналогичный вклад антисимметричной части пропорционален

$$i\,(\mathbf{kr})\,Q_i\bar{e}(k_1)\,(A_{\mu i\lambda}^{(-)}-A_{\mu i\lambda}^{(+)})\,\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2). \tag{II.10}$$

Тензор (II.10) сворачивается с антисимметричной по одновременной перестановке $\mu\leftrightarrow\lambda$, $a\longleftrightarrow b$ частью тензора (II.7).

2. Теперь учтем разложение $\exp(i\mathbf{pR})\approx 1+i\mathbf{pR}$, заменив $\exp(\pm i\mathbf{kr}/2)$ на единицу. Симметричная часть, пропорциональная $S_{\mu\alpha\lambda}^{(\pm)}$, дает

$$i\,(\mathbf{pR})\,\bar{e}(k_1)\,(S_{\mu i\lambda}^{(+)}+S_{\mu i\lambda}^{(-)})\,\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\,Q_i. \tag{II.11}$$

Этот тензор сворачивается с антисимметричной по перестановке $\mu\leftrightarrow\lambda$ и $a\leftrightarrow b$ частью тензора (II.7).

Аналогично вычисляется вклад антисимметричной части

$$i\,(\mathbf{pR})\,\bar{e}(k_1)\,(A_{\mu i\lambda}^{(+)}+A_{\mu i\lambda}^{(-)})\,\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2)\,Q_i. \tag{II.12}$$

Тензор II.12 сворачивается с симметричной по перестановке $\mu\leftrightarrow\lambda$, $a\leftrightarrow b$ частью тензора (II.7). Суммируя вклады отдельных слагаемых, представим S-матрицу в виде

$$S=\eta\,\frac{G_{\mathrm{F}}^2}{2\pi}\cos^2\theta_{\mathrm{C}}\,\frac{2\pi\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\Delta)}{\sqrt{2\varepsilon_1}\,\sqrt{2\varepsilon_2}}\,[l_0M_0+l_{ik}M_{ik}+l_iM_i]\quad(i,\ k=1,\ 2,\ 3);$$

$$l_0=\bar{e}(k_1)\,\gamma_0C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2),$$

$$l_{ik}=(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)_i\,\bar{e}(k_1)\,\gamma_kC\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2),$$

$$l_i=(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)_i\,\bar{e}(k_1)\,\gamma_0\gamma_5C\bar{e}^{\mathrm{T}}(k_2),$$

$$M_0=\Big\langle \mathrm{N}'\Big|\sum_{a\neq b}H\,(1-g_A^2\sigma_a\sigma_b)\Big|\mathrm{N}\Big\rangle,$$

$$M_{ik}=\Big\langle \mathrm{N}'\Big|\sum_{a\neq b}rH'n_i\,\{n_k\,(1+g_A^2\sigma_a\sigma_b)+2ig_A\,[\sigma_a\mathbf{n}]_k-2g_A^2\sigma_{ak}\,(\mathbf{n}\sigma_b)\}\Big|\mathrm{N}\Big\rangle,$$

$$M_i=\Big\langle \mathrm{N}'\Big|\sum_{a\neq b}RH'n_{+i}\,\{2g_A\,(\mathbf{n}\sigma_a)-ig_A^2\mathbf{n}\,[\sigma_a\sigma_b]\}\,\mathrm{N}\Big\rangle;$$

$$H=\frac{e^{iQ_0r}}{r},\qquad H'=\frac{\partial H}{\partial r}.$$

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Goeppert-Mayer M.— Phys. Rev., 1935, v. 48, p. 512.
2. Majorana E.— Nuovo Cimento, 1937, v. 14, p. 171.
   Furry W. H.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 1184.
3. Зельдович Я. Б., Лукьянов С. Ю., Смородинский Я. А.— УФН, 1954, т. 54, с. 361.
4. Лазаренко В. Р.— УФН, 1966, т. 90, с. 601.
5. Понтекорво Б. М.— Природа, 1983, № 1, с. 43.
6. Здесенко Ю. Г — Физ. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 1369
7. Pontecorvo B. M.— Phys. Lett. Ser. B, 1968, v. 26, p. 630.
8. Henneckе E. W., Manuel O. K., Sabu D. D.— Phys. Rev. Ser. C, 1975, v. 11, p. 1378.
9. Belliotti E.— In: Neutrino'82.— Hungary, 1982. V. 1, p. 216.
   Kirsten T., Richter H., Jessberger E.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50. p. 474.
10. Слив Л. А.— ЖЭТФ, 1950, т. 20, с. 1035.
11. Greuling E., Whitten R. C.— Ann. Phys. (N.Y.), 1960, v. 11, p. 510.
12. Яноух Ф — ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 335.
13. Primakoff H., Rosen S. P.— Phys. Rev., 1969, v. 184, p. 1925.
14. Primakoff H.— Ibid., 1952, v. 85, p. 888.
15. Wolfenstein L.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 562.
16. Primakoff H., Sharp D. H.— Ibid., 1969, v. 23, p. 501.
17. Smith D., Picciotto C., Bryman D.— Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 64, p. 525.
18. Lyubimov V. A., Novikov E. G., Nozik V. Z., Tretyakov E. F., Kozik V. S.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 266.
19. Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю.,— УФН, 1981, т. 135, с. 45.
20. Kobzarev I. Yu — Цит. в [9] Сб.— V. 1, p. 190.
21. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
22. Salam A.— In: Proc. of 8th Nobel Symposium.— Stocholm, 1968,— P. 367.
23. Georgi H., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1494.
24. Weinberg S.— Ibid., 1971, v. 27, p. 1688.
25. Weinberg S.— Ibid., 1972, v. 29, p. 388.
26. Goldstone J.— Nuovo Cimento, 1961, v. 19, p. 154.
27. Берестецкий В. Б.— В кн. Элементарные частицы: 1-я школа физики ИТЭФ, М.: Атомиздат, 1973.— Вып. 1, с. 3
28. Chikashige Y., Mohapatra R. N., Peccei R. D.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1926; Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 98, p. 265.
29. Gelmini G. B., Roncadelli M.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 99, p. 411.
30. Georgi H., Glashow S. L., Nussinov S — Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 193, p. 297.
31. Mohaparta R. N., Vergados J. D. Preprint CCNY-HEP-81/9.— 1981.
32. Picciotto C. E., Zahir M. S. Preprint TRI-PP-82-30.— 1982.
33. Cheng T. P., Li L.-F.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 2860.
34. Bilenky S. M., Pontecorvo B.— Lett. Nuovo Cimento, 1976, v. 77, p. 569.
35. De Rujula A., Lusignoli M., Maiani L. et al, CERN Preprint TH-2788. — 1979.
36. Bilenky S. M., Pontecorvo B. M.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 95, p. 233.
37. Кобзарев И. Ю., Мартемьянов Б. В., Окунь Л. Б., Щепкин М. Г. — ЯФ, 1980, т. 32, с. 1590.
38. Bilenky S. M., Pontecorvo B. M.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 32.
39. Barger V., Wishnant K., Cline D., Phillips R. J. N.— Zs. Phys., 1981, Bd. 8, S. 63.
40. Barger V., Langaker P., Leveille J., Pakvasa S.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45. p. 692.
41. Gribov V., Pontecorvo B.— Phys. Lett. Ser. B, 1969, v. 28, p. 493
42. Bilenky S. M. Pontecorvo B.— Phys. Rept., 1978, v. 41, p. 225.
43. Биленький С. М., Понтекорво Б. М.— УФН, 1977, т. 123, с. 181.
44. Смирнов А. Ю.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 1547.
45. Barger V., Keung W. Y., Pakvasa S. Preprint MAD/PH/15.— 1981.
46. Gelmini G. B., Nussinov S., Roncadelli M. Preprint MPI-PAE/PTh 59/81.— 1981.
47. Buccella F., Gelmini G. B., Masiero A., Roncadelli M. Preprint MPI-PAE/PTh 21/82.— 1982.
48. Georgi H., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 438.
49. Матинян С. Г — УФН, 1980, т. 130, с. 3.
50. Fritzsch H., Minkowski P.— Ann. Phys. (N.Y.), 1975, v. 93, p. 193.
51. Higgs P. W.— Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 132.
52. Higgs P. W.— Phys. Rev., 1966, v. 154, p. 1156.

53. Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R.— In: Supergravity. Proc. of the Supergravity Workshop at Stony Brook.— 1979 —p. 315.
54. Witten E.— Phys. Lett. —Ser. B, 1980, v. 91, p. 81.
55. Senjanovic G., Mohapatra R. N.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 1502.
56. Beg M. A. B., Bundy R. V., Mohapatra R., Sirlin A.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1252.
57. Mohapatra R., Senjanovic G.— Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 23, p. 165.
58. Mohapatra R., Senjanovic G — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 912.
59. Gronau M., Nussinov S. Preprint Fermilab-Pub-82/52.— 1982.
60. Schechter J., Valle J. W — Phys. Rev. Ser. D., 1980, v. 22, p. 2227.
61. Pal P. B., Wolfenstein L.— Ibid., 1982, v. 25, p. 766.
62. Wolfenstein L.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 77.
63. Zee A.— Ibid., 1980, v. 93, p. 389.
64. Понтекорво Б. М.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 549.
65. Понтекорво Б. М.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 247.
66. Понтекорво Б. М.— ЖЭТФ, 1967, т. 33, с. 1717.
67. Kobayashi M., Maskawa K.— Progr. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 652.
68. Мартемьянов Б. В.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 1364.
69. Кобзарев И. Ю., Мартемьянов Б. В., Окунь Л. Б., Щепкин М. Г.— ЯФ, 1982, т. 35, с. 1210.
70. De Rujula A. Preprint TH. 3045.-CERN, 1981; Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 188, p. 414.
71. De Rujula A., Lusignoli M. Preprint TH. 3300—CERN, 1982.
72. Щепкин М. Г.— ЯФ, 1973, т. 18, с. 153.
73. Петков С. Т.— ЯФ, 1977, т. 25, с. 641.
74. Шабалин Е. П — ЯФ, 1980, т. 32, с. 249.
75. Feinberg G., Weinberg S.— Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1439.
76. Щепкин М. Г.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 1005.
77. Мартемьянов Б. В.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 87.
78. Davis R.— In: Intern. Conference on Radioisotopes.— Paris, 1957.
79. Vergados J. D., Ericson M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 195, p. 262.
80. Щепкин М. Г.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 820.
81. Fayans S. A., Khodel V. A.— J. Phys. Ser. C, 1977, v. 3, p. 359.
82. Bryman D., Picciotto C.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 11.
83 Vergados J. D. Preprint TH. 3396-CERN, 1982.
84. Doi M. et al. Preprints 03-GE 81-28; 81-29. — 1981; Progr. Theor. Phys., 1981, v. 66, p. 1739.
85. Haxton W. C., Stephenson G. J., Strottman.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 153.
86. Haxton W., Stephenson G., Strottman D.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 2360.
87. Nishiura H. Preprint RIFP-453.— 1981.
88. Rosen S. P.— In: Proc. of 1981 Intern. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics. Hawaii, July 1981.— V. II. p. 76.
89. Doi M., Kotani T., Nishiura H., Takasugi E. Preprint 03-GE 82-43.— 1982.
90. Valle J. W. F — Preprint 25988.— Syracuse University, 1982.
91. Боровой А. А., Плис Ю. А., Ходель В. А.— Физ. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 691.
92. Minkowski P.— Preprint BUTP-15/1981.
93. Takasugi E. Preprint OS-GE 81-33.— 1981.
94. Doi M. et al. Preprint OS-GE 80-27.—1980.
95. Khodel V. A.— Phys. Lett. Ser. B, 1970, v. 32, p. 583.
96. Halprin A., Minkowski P., Primakoff H., Rosen S. P.— Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 2569.
97. Primakoff H., Rosen S. P.— Ann. Rev. Nucl. and Part Sci., 1981, v. 31, p. 145.
98. Vergados J. D.— Phys. Rev. Ser. C, 1976, v. 13, p. 865.
99. Molina A., Pascual P — Nuovo Cimento Ser. A, 1977, v. 41, p. 756.
100. Schechter J., Valle J. W. F.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 259.
101. Rizzo T.— Ibid., p. 1355.
102. Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 148.
103. Волошин М. Б., Мицельмахер Г. В., Эрамжян Р. А.— Ibid., 1982, т. 36, с. 530.
104. Takasugi E. Preprint OS-GE 82-44.—1982.
105. Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Суслов Ю. П.— Бета-спектры. Функции для анализа бета-спектров и электронного захвата, Л.: Наука, 1972.
106. Kirsten T., Schaeffer O. A., Norton E., Stoenner R. W.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1300.
107. Bardin R. K., Gollon P. J., Ullman J. D., Wu C. S.— Nucl. Phys. Ser. A, 1970, v. 158, p. 337.

108. Cleveland B. T., Leo W. R., Wu C. S., Kasday L. R., Rushton A. M., Gollon P. J., Ullman J. D.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 757.
109. Moe M. K., Lowenthal D. D.— Phys. Rev. Ser. C, 1980, v. 22, p. 2186.
110. Fiorini E., Pullia A., Bertolini G., Capellani F., Restelli G.— Nuovo Cimenton Ser. A, 1973, v. 13, p. 747.
111. Bellotti E., Fiorini E., Lignori C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 121, p. 72.
112. Zdesenko Yu. G., Kuts V. N., Mitsik I. A., Nikolaiko A. S.— Цит. в [9] сб.— V. 1, p. 209.
113. Inghram M. G., Reynolds J. H.— Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 822.
114. Takaoka N., Ogata K.— Zs. Naturforsch., 1966, Bd. 21a, S. 84.
115. Srinivasan B., Alexander E. C., Manuel O. K.— Econ. Geol., 1972, v. 67, p. 592.
116. Kirsten T., Muller H. W.— Earth and Planet Sci. Lett., 1969, v. 6, p. 271.
117. Srinivasan B., Alexander E. C., Beaty R. D., Sinclair D. E., Manuel O. K.— Econ. Geol., 1973, v. 68, p. 252.
118. Belliotti E., Fiorini E., Lignori C., Pullia A., Sarracino A., Zanotti L.— Lett. Nuovo Cimento, 1982, v. 33, p. 273.