# Краткое введение в теорию майорановских нейтрино

П. А. Мошарев*
*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет*
*Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1 стр. 2*

В работе показано, из каких соображений и каким образом в квантовой теории поля вводятся массовые члены нейтрино дираковского и майорановского типов. Дан обзор учебной литературы на эту тему и показано, каким образом данные классических экспериментов согласуются с предположением об истинной нейтральности нейтрино.

PACS: 23.40.-s УДК: 539.165
Ключевые слова: зарядовое сопряжение, фермион Майораны.

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных целей экспериментов по поиску безнейтринного двойного бета-распада является выяснение природы массы нейтрино. Само существование ненулевой массы нейтрино по крайней мере двух поколений следует из экспериментов, в которых наблюдался эффект осцилляций нейтрино [1-3]. Но эксперименты по наблюдению осцилляций позволяют измерить только разность квадратов масс нейтрино двух разных поколений, между которыми происходят осцилляции, и ничего не говорят о её природе. Масса нейтрино может быть введена в теорию двумя способами, их называют массой дираковского или майорановского типа. Для реализации второй возможности необходимо и достаточно, чтобы нейтрино были истинно нейтральными частицами. То есть, если нейтрино — фермион Майораны, то различие между нейтрино и антинейтрино заключается только в значении спиральности, и могут происходить процессы, в которых частица, испущенная как антинейтрино, будет поглощаться как нейтрино. Это означало бы, что в таких процессах нарушается закон сохранения лептонного заряда, то есть, лептонный заряд не имеет фундаментального смысла, а является лишь удобным инструментом описания, подобно изоспину. Очевидно, что экспериментальный результат, позволяющий сделать вывод в пользу такого описания, будет иметь очень большое значение для теории нейтрино. Также очевидно, что для других фундаментальных фермионов, поскольку они строго отличаются от своих античастиц знаком заряда, такая возможность запрещена.

Целью данного реферата является максимально простая, но при этом достаточно строгая теоретически иллюстрация понятий дираковской и майорановской массы, их возникновения в теории и особенностей.

*E-mail: moscharev.pavel@physics.msu.ru

## 1. УРАВНЕНИЕ ДИРАКА И ЕГО ЛАГРАНЖИАН

Нейтрино, как и всякий фермион, в квантовой теории описывается уравнением Дирака (его вывод и обсуждение см. [4-8]):

$$(\gamma^\mu \widehat{p}_\mu - m)\psi = 0$$

Здесь $\mu = 0, 1, 2, 3$; по повторяющимся индексам подразумевается суммирование, $\psi$ — четырехкомпонентный спинор (биспинор), $m$ — масса частицы, $\widehat{p}_\mu$ — операторы 4-импульса:

$$\hat{p}_0 = i\frac{\partial}{\partial t}, \qquad \hat{\mathbf{p}} = -i\nabla,$$

$\gamma^\mu$ — 4x4 матрицы Дирака, удовлетворяющие антикоммутационным соотношениям:

$$\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu},$$

где $g^{\mu\nu}$ — метрический тензор пространства Минковского,

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Эти соотношения выражают тот факт, что ${\gamma^0}^2 = 1$, ${\gamma^k}^2 = -1$, где $k = 1, 2, 3$, а различающиеся матрицы антикоммутируют. Конкретный вид матриц зависит от характера решаемой задачи. Также отметим, что в работе используется система единиц, в которой $c = h = 1$.

Несложно проверить, что уравнение Дирака является уравнением Эйлера–Лагранжа для лагранжиана

$$\mathfrak{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi,$$

где $\overline{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$ нужно рассматривать как независимую динамическую переменную. Второе уравнение, получаемое из этого лагранжиана, эквивалентно первому, в чем можно убедиться, произведя несложные выкладки.

Напишем явно действие для фермионов с таким лагранжианом (подробнее о принципе стационарного действия см. [9,10]).

$$S = \int d^4x(\overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\overline{\psi}\psi).$$

Известно, что функционал действия всегда имеет размерность постоянной Планка $h$. Следовательно, в используемой здесь естественной системе единиц действие безразмерно. Значит, поскольку интегрирование ведется по четырехмерному пространству, лагранжиан имеет размерность [длина$^{-4}$]. Из первого слагаемого в лагранжиане, а также из того, что квадрат волновой функции определяет вероятность нахождения частицы в элементарном трехмерном объёме, следует, что произведение $\overline{\psi}\psi$ имеет размерность [длина$^{-3}$]. Следовательно, размерность массы в данной системе единиц равна [длина$^{-1}$].

## 2. ЗАРЯДОВОЕ СОПРЯЖЕНИЕ. ЧАСТИЦЫ И АНТИЧАСТИЦЫ

*Немного другое изложение сказанного в этом пункте можно найти в [4], гл. 7, §2.*

Известно, что уравнение Дирака описывает одновременно частицы и античастицы. Этот факт можно проиллюстрировать следующим образом. Нулевая компонента 4-вектора импульса выражает энергию частицы, то есть, в операторной записи, равна её гамильтониану. Пусть частица с волновой функцией $\psi$ имеет определенный импульс и, следовательно, определенную энергию:

$$\widehat{H}\psi = E\psi.$$

Домножим уравнение Дирака на $\gamma^0$, чтобы отделить оператор энергии, и запишем его в следующем виде (минус перед слагаемым с импульсом возникает благодаря особому определению скалярного произведения в пространстве Минковского):

$$\left(\widehat{H} - \gamma^0 \left(\boldsymbol{\gamma}\widehat{\mathbf{p}}\right) - \gamma^0 m\right)\psi = 0.$$

Отсюда очевидно следует:

$$\gamma^0 \left(\left(\boldsymbol{\gamma}\widehat{\mathbf{p}}\right) + m\right)\psi = E\psi.$$

Если теперь домножить это уравнение слева еще раз на оператор $\gamma^0 \left(\left(\boldsymbol{\gamma}\widehat{\mathbf{p}}\right) + m\right)$, то в правой части мы получим $E^2\psi$, а в левой, аккуратно применяя антикоммутационные соотношения для матриц Дирака, получим выражение $(p^2+m^2)\psi$ , где $p$ —- собственное значение модуля импульса в данном состоянии. Итак, мы видим, что собственное значение энергии фермиона с определенным импульсом $p$ выражается формулой:

$$E^2 = \left(p^2+m^2\right), \quad E_\pm = \pm\sqrt{p^2+m^2}.$$

Таким образом, выходит, что частица с определенным импульсом может иметь как положительную $E_+$, так и отрицательную $E_-$ энергию. Эта ситуация недопустима по вполне понятным физическим соображениям. Пусть теперь мы имеем собственный вектор $\psi_-$, соответствующий отрицательному собственному значению энергии $E_-$. Попробуем найти такое преобразование $\widehat{C}$, чтобы преобразованный вектор соответствовал положительному значению энергии $(-E_-)$: если $\gamma^0 \left(\left(\boldsymbol{\gamma}\widehat{\mathbf{p}}\right) + m\right)\psi_- = E_-\psi_-$, то $\gamma^0 \left(\left(\boldsymbol{\gamma}\widehat{\mathbf{p}}\right) + m\right)\left(\widehat{C}\psi_-\right) = -E_-(\widehat{C}\psi_-)$.

Действуя оператором $\widehat{C}$ на первое из уравнений и требуя, чтобы в результате получилось второе, заметим, что он должен удовлетворять соотношениям:

$$\begin{cases} \widehat{C}\gamma^0 + \gamma^0\widehat{C} = 0 \\ \widehat{C}\boldsymbol{\gamma} + \boldsymbol{\gamma}\widehat{C} = 0 \\ \widehat{C}\widehat{\mathbf{p}} + \widehat{\mathbf{p}}\widehat{C} = 0 \end{cases}$$

Конкретный вид оператора зависит от вида матриц Дирака в данном представлении. Теперь вместо состояния с отрицательной энергией мы имеем состояние $\widehat{C}\psi_-$, соответствующее положительному собственному значению энергии $(-E_-)$. Дальнейшую иллюстрацию смысла оператора $\widehat{C}$ можно развить, рассмотрев уравнение Дирака частицы в электромагнитном поле:

$$(\gamma^\mu \left(\widehat{p}_\mu - eA_\mu\right) - m)\psi = 0,$$

где $e$ — заряд частицы, $A_\mu$ — 4-потенциал электромагнитного поля. Действуя на это уравнение оператором $\widehat{C}$ и применяя перестановочные соотношения, найдем, что вектор $\widehat{C}\psi$ удовлетворяет тому же уравнению, только с другим знаком заряда. То есть, описывает античастицу.

## 3. СПИРАЛЬНОСТЬ ЧАСТИЦ

*В этом пункте изложение в общих чертах следует [8], §30.*

Давайте теперь рассмотрим конкретное представление матриц Дирака, так называемое представление Вейля. Биспинорную волновую функцию будем рассматривать как состоящую из двух независимых двухкомпонентных спиноров:

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix},$$

а матрицы Дирака запишем в блочной форме, как состоящие из матриц 2x2:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}, \qquad \gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix},$$

где $I$ — единичная матрица 2x2, $\sigma^k$ — матрицы Паули:

$$\sigma^1=\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2=\begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3=\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Несложно проверить, что так определенные матрицы удовлетворяют приведенным выше антикоммутационным соотношениям.

Также можно проверить, что требованиям, наложенным на оператор зарядового сопряжения, в этом представлении удовлетворяет преобразование:

$$\widehat{C}\psi = \gamma^2\psi^*,$$

где звездочкой отмечено комплексное сопряжение. При проверке нужно учесть, что только матрица $\gamma^2$ в данном представлении имеет мнимые компоненты. Также нам скоро пригодится матрица $\gamma^5$, определяемая по следующей формуле:

$$\gamma^5=i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3=\begin{pmatrix} -I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}.$$

Рассмотрим свободное безмассовое нейтрино в состоянии с фиксированным импульсом $\mathbf{p}$. Уравнение Дирака для такой частицы с матрицами, выписанными выше, запишется в виде:

$$\left[\begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} p_0 - \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \boldsymbol{p}\right]\begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = 0.$$

Как известно, для безмассовой частицы модуль импульса совпадает со значением энергии: $p_0 = p$. Поэтому мы получаем два уравнения для компонент биспинора:

$$\begin{cases} (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})\,\chi = \chi \\ (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})\,\varphi = -\varphi \end{cases},$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении импульса, а $(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})$ представляет собой оператор спиральности, проекции спина на направление импульса. Таким образом, мы показали, что спиноры $\varphi$ и $\chi$ являются собственными векторами оператора спиральности, соответствующими различным собственным значениям.

Поэтому левые и правые безмассовые нейтрино можно описывать биспинорами вида

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \varphi \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi \end{pmatrix},$$

которые не будут менять свою спиральность в процессах, подчиняющихся безмассовому уравнению Дирака. Легко заметить, что античастица имеет спиральность, противоположную спиральности частицы:

$$\widehat{C}\psi_L = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^2 \\ -\sigma^2 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \varphi^* \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sigma^2\varphi^* \end{pmatrix},$$

$$\widehat{C}\psi_R = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^2 \\ -\sigma^2 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ \chi^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma^2\chi^* \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Вопрос о том, что именно называть частицей, а что — античастицей, решается путем договоренности, как и вопрос о том, какому заряду какой знак приписывать.

Нетрудно заметить, что при помощи матрицы $\gamma^5$, выписанной выше, можно спроектировать биспинорную волновую функцию частицы на состояния с определенной спиральностью:

$$\frac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right)\psi=\psi_R, \qquad \frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi=\psi_L.$$

## 4. МАССОВЫЕ ЧЛЕНЫ ДИРАКОВСКОГО И МАЙОРАНОВСКОГО ТИПА

*Более подробно см. [8, 10-13].*

В предыдущем разделе было показано, что для описания безмассовых нейтрино достаточно двухкомпонентных спиноров. Однако, легко увидеть, что такое описание не допускает введения в уравнение массы. Действительно, перепишем массивное уравнение Дирака, учитывая, что масса умножается на единичную матрицу:

$$\left[\begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} p_0 - \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \mathbf{p} - \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} m\right]\begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = 0.$$

Оно эквивалентно системе

$$\begin{cases} -\chi\, p_0 + (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p})\,\chi - m\varphi = 0 \\ \varphi p_0 + (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p})\,\varphi - m\chi = 0 \end{cases},$$

из которой видно, что присутствие массы смешивает компоненты разной спиральности и требует рассмотрения биспиноров с четырьмя ненулевыми компонентами.

Здесь возникают две возможности. Первая связана с представлением волновой функции частицы биспинором общего вида:

$$\psi_{\text{Д}} = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \psi_L + \psi_R.$$

Волновая функция античастицы связана с ней довольно сложным образом:

$$\widehat{C}\psi=\widehat{C}\begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma^2\chi^* \\ -\sigma^2\varphi^* \end{pmatrix}.$$

$\varphi$ и $\chi$ изначально вводятся как совершенно независимые спиноры, и связь между ними возникает только в силу уравнения Дирака. Массовый член лагранжиана для таких частиц с учетом ортогональности левых и правых спиноров принимает вид:

$$\mathcal{L}_m=m\overline{\psi}\psi=m(\overline{\psi}_L\psi_R+\overline{\psi}_R\psi_L).$$

Так введенная масса называется массой Дирака. Это одновременно и самая простая возможность, возникающая в уравнении Дирака естественным образом при рассмотрении биспиноров общего вида.

Для незаряженных частиц, однако, есть и другой способ введения массы. Мы можем искусственно сконструировать двухкомпонентный биспинор из однокомпонентного, сложив волновые функции частицы и её античастицы:

$$\psi_{ML} = \psi_L + \widehat{C}\psi_L = \begin{pmatrix} \varphi \\ -\sigma^2\varphi^* \end{pmatrix}.$$

Полученный биспинор имеет всего две независимые компоненты.

Массовый член лагранжиана для такой частицы будет выглядеть следующим образом:

$$\mathcal{L}_{mML} = m_{ML}\overline{\psi}_{ML}\psi_{ML} = m_{ML}(\overline{\psi}_L\widehat{C}\psi_L + \overline{\widehat{C}\psi}_L\psi_L).$$

Аналогично можно получить второй независимый биспинор, используя для этого правые компоненты:

$$\psi_{MR} = \psi_R + \widehat{C}\psi_R = \begin{pmatrix} \sigma^2\chi^* \\ \chi \end{pmatrix}$$

и записать для него массовый член лагранжиана:

$$\mathcal{L}_{mR} = m_R\overline{\psi}_{MR}\psi_{MR} = m_R\left(\overline{\psi}_R\widehat{C}\psi_R + \overline{\widehat{C}\psi}_R\psi_R\right).$$

Масса, введенная таким образом, называется майорановской массой, а частицы, описываемые введенными здесь биспинорами, носят название майорановских фермионов.

Благодаря тому, что квадрат оператора зарядового сопряжения равен единичному оператору, волновая функция майорановской частицы равна волновой функции соответствующей античастицы:

$$\widehat{C}\psi = \psi.$$

Майорановский биспинор общего вида выражается в виде суммы правого и левого майорановских биспиноров:

$$\psi = \psi_{ML} + \psi_{MR} = \left(1 + \widehat{C}\right)\psi_{\text{Д}}.$$

Очевидно, что он тоже описывает истинно нейтральную частицу. Тот факт, что майорановскими спинорами нельзя описать частицу, обладающую зарядом, можно проверить, подействовав оператором $\left(1+\widehat{C}\right)$ на уравнение Дирака для фермиона в электромагнитном поле. Аккуратно применяя антикоммутационные соотношения для оператора $\widehat{C}$, легко заметить, что слагаемое, описывающее взаимодействие с электромагнитным полем, появится дважды с разными знаками и в результате исчезнет из уравнения:

$$\left(1+\widehat{C}\right)(\gamma^\mu(\widehat{p}_\mu - eA_\mu) - m)\psi = 2(\gamma^\mu\widehat{p}_\mu - m)\left(1+\widehat{C}\right)\psi.$$

Из сказанного выше ясно, что для нейтрино возникают три независимые константы, которые могут играть роль массы. Это открывает множество возможностей для описания нейтрино при помощи различных комбинаций майорановских и дираковских спиноров и ставит сложные задачи экспериментального различения альтернативных возможностей. Подробнее об этих возможностях, а также о не затронутой здесь теории двойного бета-распада с испусканием майоронов [13].

## 5. НЕСКОЛЬКО СЛОВ О СЛАБОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

*Более подробно см. [10-12, 14].* Для логического завершения изложения необходимо пояснить, почему истинная нейтральность нейтрино не противоречит результатам опытов, указывающих на строгое различие между нейтрино и антинейтрино (например, между реакторными и солнечными).

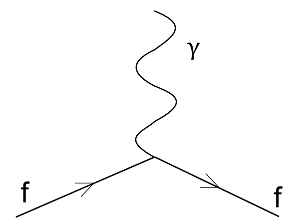


Рис. 1: Общий вид вершины для электромагнитного взаимодействия

Запишем лагранжиан массивного фермиона в электромагнитном поле.

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(\gamma^\mu(\widehat{p}_\mu - eA_\mu) - m)\psi.$$

Слагаемое $e\overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$ отвечает за взаимодействие фермиона с фотоном и соответствует вершине диаграммы Фейнмана (рис. 1), где $f$ — любой заряженный фермион, а $\gamma$ — фотон. В квантовой теории поля в результате процедуры вторичного квантования множитель $\psi$ интерпретируется как оператор рождения частицы или уничтожения античастицы, множитель $\overline{\psi}$ — наоборот, как оператор рождения античастицы или уничтожения частицы. Это и отражено на диаграмме рис. 1. Из предыдущего изложения не очевидно, каким образом связаны введенные выше волновые функции частиц и античастиц с интерпретацией их как операторов рождения и уничтожения, однако подробное объяснение этого факта чрезмерно увеличило бы размер реферата и увело рассказ от основной линии, поэтому интересующимся рекомендуется обратиться к литературе по квантовой теории поля. Поскольку фотон является истинно нейтральной частицей и не несет никаких зарядов, в электромагнитных процессах до и после взаимодействия существует одна и та же частица, либо происходит аннигиляция или рождение пары из частицы и её античастицы. Все эти процессы описываются одной приведенной здесь вершиной, и различаются только направлением времени на рис. 1. Например, если время идет «снизу вверх», то происходит аннигиляция, если наоборот, то рождение пары, и т. д.

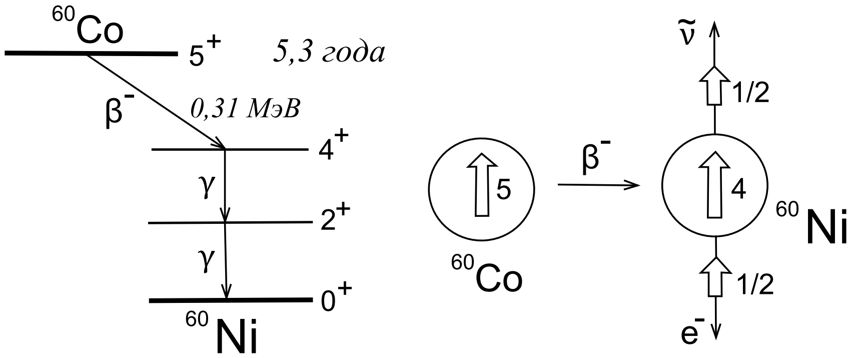


Рис. 2: Схема распада кобальта-60 и схема опыта Ву

При этом частица, «движущаяся против направления времени», интерпретируется как античастица. Слабое взаимодействие описывается похожим образом. Необходимо только учитывать, что в природе существуют три переносчика слабого взаимодействия, два из которых, $W^+$ и $W^-$, электрически заряжены, а третий, $Z^0$, нейтрален, подобно фотону. Поэтому в слабом взаимодействии могут существовать вершины с переходом, например, электрона в нейтрино, сопровождающимся испусканием отрицательного $W$–бозона, или процессы парного рождения электрона и соответствующего антинейтрино. Примером последнего является бета-распад нейтрона.

Существует еще одно важное отличие слабых процессов от электромагнитных. В 1957 г. Ц. С. Ву экспериментально доказала [14], что слабое взаимодействие нарушает закон сохранения пространственной четности, что эквивалентно различению частиц правой и левой спиральности. В опыте изучался бета-распад ядер кобальта-60, сильно поляризованных магнитным полем. Схема распада и схема эксперимента приведены на рис. 2. Было выяснено, что электроны распада вылетают преимущественно против направления спинов начального и конечного ядер. Следовательно, согласно закону сохранения момента, антинейтрино вылетают в направлении спинов ядер. Это значит, что в процессе бета-распада рождаются электроны, имеющие в системе отсчета исходного ядра левую спиральность, и антинейтрино с правой спиральностью. Поскольку ядра в начальном и конечном состояниях имеют положительную пространственную четность, их форма не может влиять на пространственное распределение частиц.

Значит, необходимо сделать вывод, что в слабое взаимодействие могут вступать только левые частицы и правые античастицы. Соответствующие слагаемые лагранжиана будут выглядеть следующим образом: $\mathcal{L}_{\text{сл.вз.}}=\overline{\nu}_L\gamma^\mu W^-_\mu e_L+\overline{e}_L\gamma^\mu\, W^+_\mu\nu_L$, где множитель $W^\pm_\mu$ уже соответствует не фотону, а заряженным переносчикам слабого взаимодействия, $e_L$ и $\nu_L$ — волновые функции соответствующих фермионов. При вторичном квантовании они будут проинтерпретированы как операторы рождения левых электронов и нейтрино, а сопряженные им — как операторы рождения правых античастиц. Соответствующие этим слагаемым две независимые диаграммы Фейнмана приведены на рис. 3а, б:

Как и в случае электромагнитного взаимодействия, все остальные процессы получаются из приведенных здесь сменой направления времени. Третья независимая диаграмма, описывающая нейтральные слабые токи, выглядит аналогично диаграмме электромагнитного взаимодействия.

Так как в природе массивные частицы могут иметь не только левую, но и смешанную спиральность, то в других процессах они будут описываться волновой функцией общего вида: $\psi=\ \psi_L+\psi_R$. Поэтому для единообразия следует ввести явно в лагранжиан, описывающий слабое взаимодействие, проекцию на левые состояния, а волновые функции оставить в общем виде:

$$\mathcal{L}_{\text{сл.вз.}}=\overline{\psi}^{(\nu)}(1-\gamma^5)\gamma^\mu W^-_\mu\psi^{(e)}+\overline{\psi}^{(e)}(1-\gamma^5)\gamma^\mu W^+_\mu\psi^{(\nu)}.$$

На самом деле обычно вводят спиноры еще более общего вида, включающие сразу электроны и нейтрино. Это позволяет также рассматривать сразу комбинацию всех трех переносчиков слабого взаимодействия, а не только два заряженных по отдельности, как в приведенной формуле, но цель данной работы — иллюстрация, поэтому такая степень общности будет излишней.

При таком описании слабого взаимодействия легко заметить, что на самом деле нет необходимости в фундаментальном различии между нейтрино и антинейтрино. Электрон отличается от позитрона знаком электрического заряда, закон сохранения которого позволяет им вступать только в строго определенные взаимодействия с заряженными бозонами — переносчиками слабого взаимодействия. Характер взаимодействия позволяет рождаться в таких процессах только парам «электрон + правое нейтрино» и «позитрон + левое нейтрино». Приставка «анти–» намеренно опущена. Далее, тот же характер взаимодействия позволяет правому нейтрино участвовать только в процессах с последующим испусканием позитрона, а левому — в процессах с последующим испусканием электрона. Поэтому, например, реакторные нейтрино

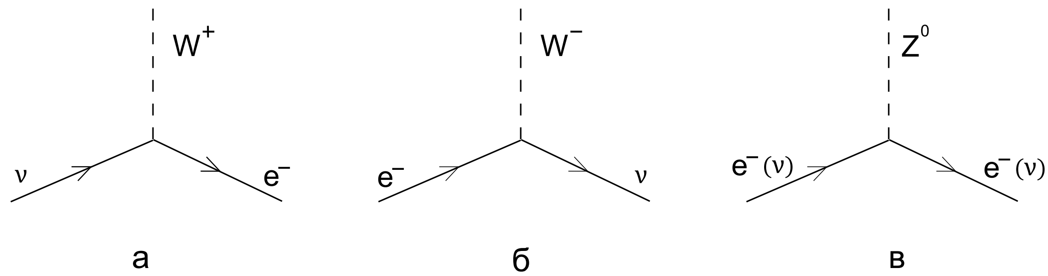


Рис. 3: Общий вид трёх независимых вершин слабого взаимодействия

регистрируются в реакции

$$\nu + p \to n + e^{+},$$

но не регистрируются в реакции

$$\nu + n \to p + e^{-}.$$

Нет необходимости различать нейтрино и антинейтрино: все наблюдаемые факты можно объяснить и без этого. Поскольку одним из двигателей научного прогресса всегда было стремление к простоте, такая возможность очень привлекательна, и она требует именно того, чтобы нейтрино были частицами Майораны.

---


[1] Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences. NEUTRINO OSCILLATIONS. Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2015.

[2] Super-Kamiokande Collaboration. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. Phys. Rev. Lett. **81**. 24 August. (1998).

[3] SNO Collaboration. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral–Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett. **89**. 13 June. (2002).

[4] *Грин Х.* Матричная квантовая механика. (Н.: ИО НФМИ, 2000).

[5] *Фок В.А.* Начала квантовой механики. (М.: Наука, 1976).

[6] *Давыдов А.С.* Квантовая механика. (М.: Наука, 1973).

[7] *Дирак П.А.М.* Принципы квантовой механики. (М.: Наука, 1979).

[8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая электродинамика. **IV**. (М.: Наука, 1989).

[9] *Денисов В.И.* Лекции по электродинамике. (М.: УНЦ ДО, 2005).

[10] *Рамон П.* Теория поля. Современный вводный курс. (М.: Мир, 1984).

[11] *Ченг Т.П., Ли Л.Ф.* Калибровочные теории в физике элементарных частиц. (М.: Мир, 1987).

[12] *Емельянов В.М., Белоцкий К. М.* Лекции по основам электрослабой модели и новой физике. (М.: МИФИ, 2007).

[13] *Щепкин М.Г.* УФН. **143**, вып. 4. (1984).

[14] *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. (М.: Наука, 1990).

[15] *Wu C.S.* Physical Review. **105**, N 4. (1957).


## Brief introduction to the theory of Majorana neutrino


**P. A. Mosharev**

*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.*
*Leninskie gory, Moscow 119991, Russia*
*E-mail: moscharev.pavel@physics.msu.ru*



In the article it is shown, why and how in quantum field theory neutrino masses of Dirac and Majorana types are occurs and how classical experiments are consistent with the assumption of real neutrality of the neutrino. A review of the academic literature on this topic is given.



PACS: 23.40.-s.

Keywords: charge conjugation, Majorana fermion.



**Сведения об авторе**

Мошарев Павел Александрович — аспирант кафедры общей ядерной физики МГУ; тел. (977) 277-61-75, e-mail: moscharev.pavel@physics.msu.ru.