

О Б З О Р Ы

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Электромагнитные свойства нейтрино как окно в новую физику

А. И. Студеникин,^{1,2, а} К. А. Кузаков^{3, б}

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

² *Объединенный институт ядерных исследований, лаборатория ядерных проблем имени В. П. Джелепова. Россия, 141980, Московская область, Дубна, ул. Жолио Кюри, д. 6.*

³ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 22.07.2020, после доработки 17.08.2020, принята к публикации 24.08.2020.

Представлен краткий обзор проблемы электромагнитных свойств нейтрино и вклада в его исследование научной группы по физике нейтрино Московского университета

Ключевые слова: нейтрино, электромагнитные свойства нейтрино, новая физика.

УДК: 539.123. PACS: 14.60.Pq.

ВВЕДЕНИЕ

На физическом факультете Московского университета с 1992 года работает группа по физике нейтрино, членами которой за неполные 30 лет опубликовано в общей сложности более 200 научных работ. Одно из направлений исследований, ведущихся научной группой, — это электромагнитные свойства нейтрино. Обзору ключевых вопросов данной проблемы и ряда наиболее важных результатов научной группы посвящена настоящая статья.

В настоящее время не вызывает никаких сомнений наличие у нейтрино ненулевой массы и, как следствие, ненулевых электромагнитных свойств. Напомним, что в Стандартной модели нейтрино считается безмассовой частицей и всевозможные электромагнитные характеристики нейтрино обнуляются. Таким образом, изучение электромагнитных свойств массивных нейтрино открывает окно в новую физику за пределами Стандартной модели [1–3]. Эти свойства могут проявляться как в процессах нейтринных осцилляций во внешних полях, так и в процессах взаимодействия нейтрино с веществом. До сих пор не было получено однозначных указаний на ненулевые электромагнитные характеристики нейтрино ни из данных лабораторных экспериментов с потоками нейтрино от наземных источников, ни из астрофизических наблюдений. Но уже в самом ближайшем будущем можно ожидать первого наблюдения участия нейтрино в электромагнитном взаимодействии, в частности благодаря наличию у нейтрино зарядового радиуса. Один из наиболее интересных вопросов в данной связи будет касаться не только величины нейтринного зарядового радиуса, но и того, является ли он строго диагональным по флейвору нейтрино или нет. В последнем случае можно будет говорить о прямом проявлении физики за пределами Стан-

дартной модели, которая не допускает изменения нейтринного флейвора в результате того или иного процесса взаимодействия нейтрино.

Еще одной электромагнитной характеристикой нейтрино, активный поиск которой ведется в современных нейтринных экспериментах и которая также может быть измерена в ближайшем будущем, является магнитный момент. Его величина может не только свидетельствовать в пользу того или иного теоретического сценария за пределами Стандартной модели, но и иметь критическое значение для определения либо дираковской, либо майорановской природы нейтрино.

Помимо указанных возможных нейтринных электромагнитных свойств, ведется поиск электрического заряда (миллизаряда), дипольного электрического момента и анапольного момента нейтрино. Ниже мы приводим основные теоретические сведения об электромагнитных характеристиках нейтрино и имеющиеся экспериментальные ограничения на эти характеристики. Также мы обсуждаем теоретические аспекты и предсказания возможных проявлений этих характеристик во взаимодействии нейтрино с электронами и ядрами вещества и процессах нейтринных осцилляций во внешнем магнитном поле и поперечно движущейся среде.

Отметим, что исследования влияния электромагнитных полей на нейтрино и электромагнитных свойств нейтрино ведутся на физическом факультете Московского университета с 60-х годов прошлого века [4–8].

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВЕРШИННАЯ ФУНКЦИЯ НЕЙТРИНО

В однофотонном пределе электромагнитное взаимодействие нейтрино $\nu(x)$ задается эффективным гамильтонианом

$$\mathcal{H}_{\text{em}}^{(\nu)}(x) = j_{\mu}^{(\nu)}(x) A^{\mu}(x) = \sum_{k,j=1}^N \bar{\nu}_i(x) \Lambda_{\mu}^{kj} \nu_j(x) A^{\mu}(x),$$

^а E-mail: studenik@srd.sinp.msu.ru

^б E-mail: kouzakov@srd.sinp.msu.ru

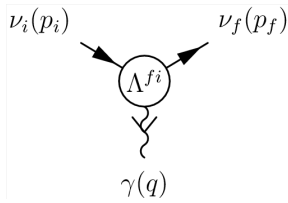


Рис. 1. Эффективная вершина электромагнитного взаимодействия нейтрино

где суммирование идет по индексам $k, j = 1, 2, 3$, обозначающим различные массовые состояния нейтрино, $j_\mu^{(\nu)}(x)$ — 4-вектор электромагнитного тока нейтрино, а Λ_μ — эффективная электромагнитная вершинная функция, которая определяет матричный элемент электромагнитного тока, переводящего нейтрино из начального состояния ν_i с импульсом p_i в конечное состояние $\nu_f(p_f)$ (см. рис. 1):

$$\langle \nu_f(p_f) | j_\mu^{(\nu)}(0) | \nu_i(p_i) \rangle = \bar{u}_f(p_f) \Lambda_\mu^{fi}(p_f, p_i) u_i(p_i).$$

В наиболее общей форме нейтринная электромагнитная вершинная функция представима в следующем виде [1]:

$$\Lambda_\mu^{ij}(q) = (\gamma_\mu - q_\mu \not{q}/q^2) \left[f_Q^{ij}(q^2) + f_A^{ij}(q^2) q^2 \gamma_5 \right] - i \sigma_{\mu\nu} q^\nu \left[f_M^{ij}(q^2) + i f_E^{ij}(q^2) \gamma_5 \right],$$

где $\Lambda_\mu(q)$ и форм-факторы $f_{Q,A,M,E}(q^2)$ являются матрицами 3×3 в пространстве массовых состояний нейтрино. В общем случае при взаимодействии с реальным фотоном ($q^2 = 0$) в вершинную функцию $\Lambda_\mu^{ij}(q)$ входят четыре набора электромагнитных характеристик нейтрино: 1 — дипольные магнитные моменты $\mu_{ij} = f_M^{ij}(0)$; 2 — дипольные электрические моменты $\epsilon_{ij} = f_E^{ij}(0)$; 3 — электрические миллизаряды $e_{ij} = f_Q^{ij}(0)$ и 4 — анапольные моменты $a_{ij} = f_A^{ij}(0)$.

1.1. Магнитные моменты нейтрино

Наиболее естественно возникающими в обобщениях Стандартной модели и наиболее хорошо изученными среди электромагнитных свойств нейтрино [1–3] являются дипольные магнитные и электрические моменты. В минимальном расширении Стандартной модели диагональные в массовом базисе магнитные моменты дираковских нейтрино имеют вид [9]

$$\mu_{ii}^D = \frac{3eG_F m_i}{8\sqrt{2}\pi^2} \approx 3.2 \times 10^{-19} \left(\frac{m_i}{1 \text{ eV}} \right) \mu_B, \quad (1)$$

где μ_B — магнетон Бора. Майорановские нейтрино в массовом базисе могут иметь только недиагональные (переходные) магнитные моменты $\mu_{i \neq j}^M$.

Наиболее жесткие текущие ограничения на эффективные магнитные моменты нейтрино получены при измерении сечения упругого рассеяния антинейтрино на электронах мишени в реакторном эксперименте ГЕММА (GEMMA Collaboration [10]):

$$\mu_\nu < 2.9 \times 10^{-11} \mu_B$$

и при регистрации потоков нейтрино от Солнца в эксперименте Борексино (Borexino Collaboration [11]):

$$\mu_{\nu_e} \leq 2.8 \times 10^{-11} \mu_B.$$

Следует отметить, что в экспериментах по рассеянию нейтрино на мишени в детекторе регистрируется флейворное нейтрино, которое представляет собой суперпозицию массивных нейтрино. Следовательно, магнитные и электрические моменты, измеренные в такого рода экспериментах, являются суперпозицией соответствующих характеристик для массовых состояний, что учитывает эффекты смешивания и осцилляций нейтрино во время распространения от источника к детектору [12, 13]. Данный вопрос был недавно подробно изучен в статье [14].

Астрофизические ограничения на магнитные моменты нейтрино (как для случая дираковских, так и майорановских нейтрино) следуют из наблюдения шаровых скоплений звезд [15–18]:

$$\left(\sum_{i,j} |\mu_{ij}|^2 \right)^{1/2} \leq (2.2-2.6) \times 10^{-12} \mu_B.$$

Укажем, что наиболее общая и, как утверждают авторы, модельно независимая оценка на верхнюю границу магнитного момента дираковского нейтрино, который может быть порожден эффективной теорией за пределами минимального расширения Стандартной модели, было получено в [19]: $\mu_\nu \leq 10^{-14} \mu_B$. Соответствующий верхний предел для магнитного момента майорановских нейтрино гораздо слабее [20].

1.2. Электрические дипольные моменты нейтрино

В теоретических моделях с нарушением CP -симметрии нейтрино может иметь ненулевые электрические моменты ϵ_{ij} . В лабораторных экспериментах по поиску вкладов от магнитных моментов μ_ν при рассеянии нейтрино (например, в эксперименте ГЕММА) возможные вклады от электрических моментов ϵ_{ij} интерферируют со вкладами за счет μ_{ij} . Таким образом, такого рода эксперименты также позволяют получать ограничения на ϵ_{ij} . Аналогично астрофизические ограничения на μ_{ij} также могут быть использованы для получения ограничений на ϵ_{ij} [15–18].

1.3. Электрический миллизаряд нейтрино

В некоторых актуальных в настоящее время расширениях Стандартной модели допускается существование ненулевого значения электрических миллизарядов нейтрино. Такая возможность может реализоваться в моделях, в которых отсутствует квантование гиперзаряда или в другого класса обобщениях Стандартной модели, характеризуемых дополнительной $U(1)$ симметрией. Детальное обсуждение данного вопроса и ссылки на соответствующую литературу даны в [1]. Наиболее сильное экспериментальное ограничение на миллизаряды нейтрино на уровне $e_\nu \sim 10^{-21} e_0$ (e_0 — абсолютная величина заряда электрона) следует из нейтральности атома водорода.

Ненулевой нейтринный миллизаряд e_ν может внести вклад в рассеяние нейтрино на электронах в наземных экспериментах. Самое строгое ограничение на e_ν

$$e_\nu \leq 1.5 \times 10^{-12} e_0$$

получено в [21] с использованием данных эксперимента GEMMA [10]. Начиная с 2016 г. данный результат как лучшее мировое наиболее жесткое ограничение сверху на миллизаряд нейтрино включается в сводную таблицу основных свойств элементарных частиц [22], которая содержится в «Обзоре по физике элементарных частиц», ежегодно публикуемом Международной коллаборацией по физике элементарных частиц — International Collaboration «Particle Data Group». Последний выпуск «Обзора по физике элементарных частиц» был опубликован в 2018 г. и дополнен годом позже (см. [23]).

Ненулевой миллизаряд нейтрино приводит к новым электромагнитным процессам (см. [1, 24]), в которых участвует нейтрино, что, в свою очередь, может приводить к новым специфическим феноменологическим следствиям в астрофизике. Следуя этой линии, самое строгое астрофизическое ограничение на нейтринные миллизаряды

$$g_\nu \leq 1.3 \times 10^{-19} e_0$$

было получено в [25]. В указанной работе рассматривается распространение миллизаряженного нейтрино внутри замагниченной нейтронной звезды. Из-за искривления траектории движения заряженной частицы в магнитном поле нейтрино, покидающие звезду, изменяют угловой момент вращения звезды. Данное явление названо нейтринным механизмом вращения звезды (neutrino star turning mechanism — νST [25]). Рассматриваемый νST -механизм в итоге может приводить к изменению частоты вращения пульсаров. Из требования избежать противоречия с наблюдательными данными по вращению пульсаров следует приведенное выше ограничение на миллизаряд нейтрино.

1.4. Зарядовый радиус и анапольный момент нейтрино

Даже если нейтринный миллизаряд исчезает, зарядовый формфактор $f_Q^{ij}(q^2)$ все еще может содержать нетривиальную информацию об электромагнитных свойствах нейтрино. Соответствующие электромагнитные характеристики определяются значениями производных от $f_Q^{ij}(q^2)$ по q^2 при $q^2 = 0$ и называются зарядовыми радиусами нейтрино,

$$\langle r_{ij}^2 \rangle = -6 \left. \frac{df_Q^{ij}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0}.$$

В действительности это квадрат зарядового радиуса (подробнее см. в [1]).

Заметим, что для безмассового нейтрино зарядовый радиус является единственной электромагнитной характеристикой, которая может иметь ненулевое значение. В Стандартной модели зарядовый

радиус и анапольный момент нейтрино не определяются отдельно, а существует связь между этими двумя величинами: $a = -\frac{\langle r^2 \rangle}{6}$.

Зарядовый радиус нейтрино вносит свой вклад в сечение рассеяния нейтрино на электронах и таким образом может быть ограничен соответствующими лабораторными экспериментами [26]. Во всех работах, опубликованных до нашего исследования [14], утверждалось, что зарядовый радиус может быть учтен как сдвиг векторной константы связи g_V во вкладах от слабых взаимодействий в сечение рассеяния. Однако, как было показано в [14], в рамках прямых расчетов сечения упругого рассеяния нейтрино на электронах, учитывающих все возможные электромагнитные характеристики нейтрино и эффекты смешивания нейтрино, это не так. Зависимость сечения от зарядового радиуса нейтрино более сложная и, в частности, существует зависимость от интерференционных членов типа $g_V \langle r_{ij}^2 \rangle$, а также от смешивания нейтрино.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С ЭЛЕКТРОНАМИ И ЯДРАМИ

На сегодняшний день одним из наиболее разработанных инструментов поиска электромагнитных свойств нейтрино являются измерения упругого рассеяния нейтрино на электронах и ядрах. При этом исследуется отклонение дифференциального по переданной энергии сечения рассеяния от величины, предсказываемой Стандартной моделью. В силу того, что значение переданной энергии T в столкновении нейтрино с частицей, имеющей массу m , ограничено, согласно закону сохранения энергии-импульса, как

$$T \leq \frac{E_\nu}{1 + \frac{m}{2E_\nu}},$$

диапазон доступных для наблюдения значений T в случае рассеяния нейтрино на ядре оказывается, как правило, намного меньше, чем в случае рассеяния на электроне. По этой причине процессы упругого νe^- рассеяния гораздо более изучены экспериментально на данный момент. Более того, вплоть до недавнего времени измерения упругого рассеяния нейтрино на ядрах отсутствовали. Ниже кратко приведены основные элементы теоретического аппарата, используемого для поиска нейтринных электромагнитных свойств в процессах упругого рассеяния нейтрино на электронах и ядрах соответственно.

2.1. Упругое νe^- рассеяние

Рассмотрим процесс, в котором ультрарелятивистское нейтрино с энергией E_ν , вылетевшее из источника (реактора, ускорителя, солнца и т. д.), упруго рассеивается на электроне в детекторе с передачей энергии-импульса $q = (T, \mathbf{q})$. Если нейтрино рождается в источнике во флейворном состоянии $|\nu_\ell\rangle$, то его состояние в детекторе есть

$$|\nu_\ell(L)\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i \frac{m_k^2}{2E_\nu} L} |\nu_k\rangle,$$

где L — расстояние между источником и детектором, $U_{\ell k}$ — элементы унитарной матрицы смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты, $|\nu_k\rangle$ — массивное нейтринное состояние с массой m_k . Матричный элемент, отвечающий переходу $\nu_\ell(L) + e^- \rightarrow \nu_j + e^-$ в результате слабого взаимодействия, можно записать как

$$\mathcal{M}_j^{(w)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu}L} \times \\ \times \left[(g'_V)_{jk} \bar{u}_j \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) u_k J_V^\lambda(q) - \right. \\ \left. - (g'_A)_{jk} \bar{u}_j \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) u_k J_A^\lambda(q) \right],$$

где

$$(g'_V)_{jk} = \delta_{jk} g_V + U_{ej}^* U_{ek}, \quad (g'_A)_{jk} = \delta_{jk} g_A + U_{ej}^* U_{ek},$$

$g_V = 2 \sin^2 \theta_W - 1/2$, $g_A = -1/2$, $\bar{u}_j = u_j^\dagger \gamma^0$, u_j (u_k) — биспинорная амплитуда массивного нейтринного состояния $|\nu_j\rangle$ ($|\nu_k\rangle$) с 4-импульсом p_j (p_k). Векторный и аксиальный электронные токи даются следующими общими выражениями:

$$J_V^\lambda(q) = \langle f | \sum_d e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_d} \gamma_d^0 \gamma_d^\lambda | i \rangle, \\ J_A^\lambda(q) = \langle f | \sum_d e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_d} \gamma_d^0 \gamma_d^\lambda \gamma_d^5 | i \rangle,$$

где суммирование ведется по всем электронам в детекторе, $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — начальное и конечное состояния детектора, энергии которых \mathcal{E}_i и \mathcal{E}_f связаны соответствующим законом сохранения $\mathcal{E}_f - \mathcal{E}_i = T$.

Для матричного элемента, отвечающего электромагнитному взаимодействию нейтрино, имеем

$$\mathcal{M}_j^{(\gamma)} = \mathcal{M}_j^{(Q)} + \mathcal{M}_j^{(\mu)},$$

где

$$\mathcal{M}_j^{(Q)} = \frac{4\pi\alpha}{q^2} \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu}L} \bar{u}_j \left(\gamma_\lambda - \frac{q_\lambda q}{q^2} \right) \times \\ \times \left[(e_\nu)_{jk} + \frac{q^2}{6} \langle r_\nu^2 \rangle_{jk} \right] u_k J_V^\lambda(q), \\ \mathcal{M}_j^{(\mu)} = -i \frac{2\pi\alpha}{m_e q^2} \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu}L} \bar{u}_j \sigma_{\lambda\rho} q^\rho (\mu_\nu)_{jk} u_k J_V^\lambda(q).$$

Здесь нейтринные миллизаряд e_ν и магнитный момент μ_ν измеряются в единицах e_0 и μ_B и используются следующие обозначения:

$$(e_\nu)_{jk} = e_{jk}, \quad \langle r_\nu^2 \rangle_{jk} = \langle r^2 \rangle_{jk} + 6\gamma^5 a_{jk}, \\ (\mu_\nu)_{jk} = \mu_{jk} + i\gamma^5 \epsilon_{jk}.$$

Учитывая, что $\gamma^5 |\nu_\ell\rangle = -|\nu_\ell\rangle$, для ультрарелятивистских нейтрино имеем $\gamma^5 u_k \simeq -u_k$. Таким образом, действие матрицы γ^5 в вышеприведенных формулах сводится к умножению на -1 . Кроме того, в рассматриваемом случае отсутствует интерференция между амплитудами рассеяния, сохраняющими

($\mathcal{M}_j^{(w)}$ и $\mathcal{M}_j^{(Q)}$) и меняющими ($\mathcal{M}_j^{(\mu)}$) спиральность нейтрино. Собирая вместе сохраняющие спиральность амплитуды, получаем

$$\mathcal{M}_j^{(w,Q)} = \mathcal{M}_j^{(w)} + \mathcal{M}_j^{(Q)} \\ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu}L} \times \\ \times \left\{ [(g'_V)_{jk} + \tilde{Q}_{jk}] \bar{u}_j \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) u_k J_V^\lambda(q) - \right. \\ \left. - (g'_A)_{jk} \bar{u}_j \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) u_k J_A^\lambda(q) \right\}, \quad (2)$$

где

$$\tilde{Q}_{jk} = \frac{2\sqrt{2}\pi\alpha}{G_F} \left[\frac{(e_\nu)_{jk}}{q^2} + \frac{1}{6} \langle r_\nu^2 \rangle_{jk} \right].$$

В (2) использовано сохранение векторного электронного тока $q_\lambda J_V^\lambda(q) = 0$.

Поскольку конечное состояние нейтрино не регистрируется в детекторе, измеряемое в эксперименте дифференциальное сечение рассеяния вычисляется согласно

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{1}{32\pi^2} \int_{T^2}^{(2E_\nu - T)^2} \frac{d\mathbf{q}^2}{E_\nu^2} \int_0^{2\pi} d\varphi_{\mathbf{q}} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \delta(T - \mathcal{E}_f + \mathcal{E}_i). \quad (3)$$

Здесь квадрат модуля матричного элемента перехода представляет собой следующую величину:

$$|\mathcal{M}_{fi}|^2 = \sum_{j=1}^3 \left\{ |\mathcal{M}_j^{(w,Q)}|^2 + |\mathcal{M}_j^{(\mu)}|^2 \right\},$$

где, как обычно, предполагается усреднение по начальным и конечным спиновым поляризациям. Угол $\varphi_{\mathbf{q}}$ в (3) обозначает азимутальный угол вектора переданного импульса \mathbf{q} в сферической системе координат, в которой ось z направлена вдоль начального нейтринного импульса \mathbf{p} .

Заметим, что в случае дираковских антинейтрино в вышеприведенных формулах надо сделать следующие замены: $U_{\ell k} \rightarrow U_{\ell k}^*$, $(g'_V)_{jk} \rightarrow -(g'_V)_{jk}^*$, $(g'_A)_{jk} \rightarrow -(g'_A)_{jk}^*$, $\epsilon_{\lambda\rho\lambda'\rho'} \rightarrow -\epsilon_{\lambda\rho\lambda'\rho'}$, $(e_\nu)_{jk} \rightarrow (e_{\bar{\nu}})_{jk} = -e_{kj}$ и $\langle r_\nu^2 \rangle_{jk} \rightarrow \langle r_{\bar{\nu}}^2 \rangle_{jk} = -\langle r^2 \rangle_{kj} + 6\gamma^5 a_{kj}$, $(\mu_\nu)_{jk} \rightarrow (\mu_{\bar{\nu}})_{jk} = -\mu_{kj} - i\gamma^5 \epsilon_{kj}$, где действие матрицы γ^5 заключается в умножении на $+1$.

Простейшей моделью электронной системы в детекторе является приближение свободных электронов, в рамках которого они предполагаются свободными и находящимися в покое. Считается, что это приближение справедливо, если величина переданной энергии T намного превышает энергию связи электрона в детекторе. В приближении свободных электронов дифференциальное сечение рассеяния принимает вид

$$\frac{d\sigma^{\text{FE}}}{dT} = \frac{d\sigma_{(w,Q)}^{\text{FE}}}{dT} + \frac{d\sigma_{(\mu)}^{\text{FE}}}{dT},$$

где

$$\frac{d\sigma_{(w,Q)}^{\text{FE}}}{dT} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[C_1 + C_2 + 2\text{Re}\{C_3\} + \right.$$

$$+ (C_1 + C_2 - 2\text{Re}\{C_3\}) \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (C_2 - C_1) \frac{Tm_e}{E_\nu^2}, \quad (4)$$

$$\frac{d\sigma_{(\mu)}^{\text{FE}}}{dT} = \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} |\mu_\nu(L, E_\nu)|^2 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu}\right). \quad (5)$$

В ситуации с короткой базой ($L \ll L_{kk'} = 2E_\nu/|\delta m_{kk'}^2|$), которая характерна для экспериментов с реакторными и ускорительными нейтрино, имеем

$$C_1 = (g_V + \delta_{\ell e} + \tilde{Q}_{\ell\ell})^2 + \sum_{\ell'=e,\mu,\tau} (1 - \delta_{\ell'\ell}) |\tilde{Q}_{\ell'\ell}|^2,$$

$$C_2 = (g_A + \delta_{\ell e})^2,$$

$$C_3 = (g_V + \delta_{\ell e})(g_A + \delta_{\ell e}) + (g_A + \delta_{\ell e})\tilde{Q}_{\ell\ell},$$

где

$$\tilde{Q}_{\ell'\ell} = \sum_{j,k=1}^3 U_{\ell'j} U_{\ell k}^* \tilde{Q}_{jk} = \frac{2\sqrt{2}\pi\alpha}{G_F} \left[\frac{(e_\nu)_{\ell'\ell}}{q^2} + \frac{1}{6} \langle r_\nu^2 \rangle_{\ell'\ell} \right],$$

при этом

$$(e_\nu)_{\ell'\ell} = \sum_{j,k=1}^3 U_{\ell'j} U_{\ell k}^* (e_\nu)_{jk},$$

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{\ell'\ell} = \sum_{j,k=1}^3 U_{\ell'j} U_{\ell k}^* \langle r_\nu^2 \rangle_{jk}$$

— миллизаряд и зарядовый радиус нейтрино во флейворном базисе. Отсюда видно, что интерференционный член в сечении (4) содержит только диагональные по флейвору миллизаряды и зарядовые радиусы нейтрино. Квадрат модуля эффективного магнитного момента равен

$$|\mu_\nu(L, E_\nu)|^2 = \sum_{j=1}^3 \sum_{k,k'=1}^3 U_{\ell k}^* U_{\ell k'} (\mu_\nu)_{jk} (\mu_\nu)_{j k'}^* = \sum_{\ell'=e,\mu,\tau} |(\mu_\nu)_{\ell'\ell}|^2,$$

где

$$(\mu_\nu)_{\ell'\ell} = \sum_{j,k=1}^3 U_{\ell k}^* U_{\ell'j} (\mu_\nu)_{jk}$$

представляет собой эффективный магнитный момент во флейворном базисе.

Когда величина переданной энергии T сравнима с энергией связи электрона, приближение свободных электронов в общем случае неприменимо. В частности, было показано, что вклад нейтринного миллизаряда в сечение рассеяния нейтрино на электронах, связанных в атоме, сильно возрастает по сравнению с приближением свободных электронов при уменьшении T [27]. Указанный рост сечения, иногда называемый эффектом ионизации атома, хорошо известен для ультрарелятивистских

заряженных частиц и может быть оценен с помощью метода эквивалентных фотонов. В то же время, если нейтринные миллизаряды равны нулю, т.е. $e_{jk} = 0$, сечение рассеяния нейтрино на электронах атома хорошо описывается в рамках так называемого ступенчатого приближения

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{d\sigma^{\text{FE}}}{dT} \sum_{\beta} n_{\beta} \theta(T - \varepsilon_{\beta}), \quad (6)$$

где n_{β} и ε_{β} — число и энергия связи электронов на (под)оболочке β . Ступенчатое приближение было впервые предложено в работе [28] на основе численных расчетов, выполненных для мишени из атома йода. Позже оно было обосновано с помощью общего теоретического анализа [29–31]. Заметное отклонение как слабого, так и магнитного сечения от ступенчатой формулы (6) наблюдается только вблизи ионизационного порога [32, 33], где величина сечений оказывается ниже по сравнению с предсказанием приближения свободных электронов. Такое поведение сечения объясняется эффектами электрон-электронных корреляций в атомной мишени [31].

2.2. Когерентное упругое рассеяние нейтрино на ядре

Процесс когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядре был предсказан много лет назад в рамках Стандартной модели [34–36], но впервые его удалось экспериментально зарегистрировать только в 2017 г. в эксперименте COHERENT [37]. Как отмечено выше, трудность экспериментального изучения данного рассеяния связана с необходимостью измерения малых значений энергии отдачи T , не превышающих нескольких килоэлектронвольт, удовлетворяющих условию когерентности $|\mathbf{q}|R \ll 1$, где $|\mathbf{q}| = \sqrt{2m_{\mathcal{N}}T}$, R — радиус ядра (\sim несколько фм), $m_{\mathcal{N}}$ — масса ядра (~ 100 ГэВ для тяжелых ядер). Экспериментальное изучение когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядре открывает новые уникальные возможности для исследования свойств ядер, нейтрино, слабого взаимодействия, а также новой физики за пределами Стандартной модели. Действительно, первые данные эксперимента COHERENT уже позволили получить интересные результаты для ядерной физики [38], нейтринных свойств и взаимодействий [39–43] и физики слабого взаимодействия [44].

Рассмотрим процесс

$$\nu_{\ell} + \mathcal{N} \rightarrow \nu_{\ell'} + \mathcal{N},$$

где \mathcal{N} — ядро-мишень, состоящее из Z протонов и N нейтронов, а конечный нейтринный флейвор ℓ' не измеряется. В случае ядра с нулевым спином и $T \ll E_{\nu}$ дифференциальное сечение этого процесса с учетом электромагнитного взаимодействия нейтрино дается выражением [45, 46]

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2 M}{\pi} \left(1 - \frac{MT}{2E_{\nu}^2}\right) \left\{ \left[(g_V^p - \tilde{Q}_{\ell\ell}) Z F_Z(|\mathbf{q}|^2) + g_V^n N F_N(|\mathbf{q}|^2) \right]^2 + Z^2 F_Z^2(|\mathbf{q}|^2) \sum_{\ell \neq \ell'} |\tilde{Q}_{\ell'\ell}|^2 \right\} +$$

$$+ 4\pi\alpha \left(\sum_{\ell'=e,\mu,\tau} |(\mu\nu)_{\ell'\ell}|^2 \right) \frac{Z^2}{T} \left(1 - \frac{T}{E_\nu} + \frac{T^2}{4E_\nu^2} \right), \quad (7)$$

где

$$g_V^p = \frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W, \quad g_V^N = -\frac{1}{2}.$$

Ядерные протонный и нейтронный формфакторы $F_Z(|\mathbf{q}|^2)$ и $F_N(|\mathbf{q}|^2)$ представляют собой фурье-образы соответствующих нуклонных распределений в ядре. Они описывают потерю когерентности при $|\mathbf{q}|R \gtrsim 1$. Нуклонные распределения обычно могут быть описаны с помощью параметризации, зависящей от двух параметров: среднеквадратического радиуса ядра R и толщины поверхностного слоя ядра s . С этой целью наиболее часто используется обычное или симметризованное двухпараметрическое распределение Ферми [47], а также модель Хельма [48].

На базе общего выражения для сечения (7) из анализа данных эксперимента COHERENT [37] в дополнение к случаю обычных диагональных зарядовых радиусов $\langle r_{e,\mu,\tau}^2 \rangle$ недавно были впервые получены ограничения на переходные зарядовые радиусы [45, 49]:

$$\left(|\langle r_{\nu e\mu}^2 \rangle|, |\langle r_{\nu e\tau}^2 \rangle|, |\langle r_{\nu\mu\tau}^2 \rangle| \right) < (28, 30, 35) \times 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Эти ограничения были включены в одно из последних обновлений обзора свойств частиц, которое выпускает международная коллаборация по свойствам частиц «Particle Data Group» [23].

3. СМЕШИВАНИЕ И ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО: ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО

Смешивание и осцилляции нейтрино, несомненно, относятся к числу наиболее волнующих и интригующих явлений современной фундаментальной физики. Впервые предсказанные Бруно Понтекорво более 60 лет назад [50], эти явления за последние несколько десятилетий не только позволили получить решение проблемы солнечных и атмосферных нейтрино, но и положили начало изучению «новой физики» за пределами Стандартной модели.

Существуют два основных типа нейтринных осцилляций: флейворные и спиновые. Первые являются результатом смешивания изначальных массовых состояний нейтрино в вакууме, вторые могут возникать вследствие смешивания нейтрино с различными поляризациями, когда магнитный момент частицы взаимодействует с внешним магнитным полем. Оба из указанных типов смешивания и соответствующие осцилляции модифицируются за счет взаимодействия нейтрино с веществом, если оно присутствует в пространстве, где распространяется нейтрино.

Возможность смешивания и осцилляций нейтрино впервые была рассмотрена в двух работах Бруно Понтекорво [50, 51]. В [50] Понтекорво указал, что если бы флейворный заряд нейтрино не сохранялся, то переход между нейтрино и антинейтрино

стал бы возможен в вакууме. В [51] Понтекорво даже непосредственно ввел явление смешивания нейтрино. Он это описал как: «Нейтрино в вакууме могут превращаться в антинейтрино и наоборот. Это означает, что нейтрино и антинейтрино являются смесями частиц. Так, например, пучок нейтральных лептонов из реактора, который сначала состоит в основном из антинейтрино, изменит свой состав и на некотором расстоянии R от реактора будет состоять из нейтрино и антинейтрино в равных количествах».

Статья [51] заканчивается следующим утверждением: «В соответствии с вышеприведенными предположениями эффекты превращения нейтрино в антинейтрино и наоборот могут быть ненаблюдаемы в лаборатории из-за большого значения R , но обязательно будут происходить, по крайней мере, в астрономическом масштабе».

Краткую историю смешивания и осцилляций нейтрино можно найти в [52]. В 1962 году, сразу после открытия второго флейворного нейтрино, эффект смешивания нейтрино обсуждался в [53], где поля слабых нейтрино ν_e и ν_μ были связаны с массовыми состояниями нейтрино ν_1 и ν_2 с помощью унитарной матрицы смешивания U , которая может быть параметризована углом смешивания θ и

$$\nu_e = \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta, \quad \nu_\mu = -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta.$$

Теория смешивания и осцилляций нейтрино получила дальнейшее развитие в [54, 55] с фактическими расчетами эволюции пучка нейтрино. В работе [56] исследовано взаимодействие нейтрино с веществом постоянной плотности и влияние среды на смешивание и изменение нейтринного флейвора. Существование резонансного усиления осцилляций нейтрино (эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна) при распространении потока нейтрино через среду с изменяющейся плотностью было предсказано в работе [57].

Систематические экспериментальные и теоретические исследования, выполненные за последние 60 лет, привели к открытию осцилляций нейтрино, что доказывает существование у нейтрино ненулевой массы. Руководители двух крупнейших экспериментов, подтвердивших осцилляции в потоках нейтрино от солнца и атмосферы — Артур Макдональд (SNO, Канада) и Такааки Каджита (SuperKamioKande, Япония) — были удостоены Нобелевской премии по физике за 2015 г.

Как отмечено выше, прямым следствием ненулевой массы нейтрино является предсказание [9], что нейтрино могут иметь ненулевые магнитные моменты. Значения магнитных моментов нейтрино ограничены не только в наземных лабораторных экспериментах, но и в астрофизических наблюдениях (см., например, [15]). Одно из важнейших явлений нетривиального нейтринного электромагнитного взаимодействия — это прецессия магнитного момента нейтрино и соответствующие ей спиновые осцилляции в присутствии внешнего электромагнитного поля. Последнему эффекту посвящена обширная литература (см., например, [1]).

Нейтринные спиновые осцилляции $\nu^L \Leftrightarrow \nu^R$, индуцированные взаимодействием магнитного момента нейтрино с поперечным магнитным полем \mathbf{B}_\perp , впервые были рассмотрены в [58]. Далее спин-флейворные осцилляции в вакууме были рассмотрены в [59], а важность эффекта взаимодействия нейтрино с материей было подчеркнуто в [60]. Эффект резонансного усиления спиновых осцилляций нейтрино в \mathbf{B}_\perp в присутствии вещества был предложен в [61, 62], влияние продольного магнитного поля \mathbf{B}_\parallel обсуждалось в [63]. Спиновые осцилляции нейтрино в присутствии постоянного скручивающего магнитного поля рассматривались в [64–69].

В последнее время был разработан и применяется новый подход к описанию спиновых и спин-флейворных осцилляций нейтрино в присутствии произвольного постоянного магнитного поля [69–72]. В рамках нового подхода для классификации спиновых состояний нейтрино используются точные квантовые стационарные состояния, а не состояния спиральности нейтрино, которые применялись для этой цели в рамках обычного подхода во многих ранее опубликованных работах. Напомним, что состояния спиральности в присутствии магнитного поля не являются стационарными. Показано, в частности, что при наличии поперечного магнитного поля для заданного выбора параметров (энергии, магнитных моментов нейтрино и напряженности магнитного поля) амплитуда флейворных осцилляций $\nu_e^L \Leftrightarrow \nu_\mu^L$, которые характеризуются вакуумной частотой, модулируется частотой, характеризующей взаимодействием нейтрино с магнитным полем. Аналогичные результаты о влиянии поперечного магнитного поля на амплитуды различных типов нейтринных осцилляций были получены ранее [73] на основе точного решения уравнения для эволюции нейтрино в присутствии магнитного поля и вещества, которое учитывает четыре вида нейтрино, соответствующие двум различным флейворным состояниям с положительной и отрицательной спиральностями.

В [74] рассматривались спиновые осцилляции нейтрино при наличии произвольных постоянных электромагнитных полей $F_{\mu\nu}$. Спиновые осцилляции нейтрино в присутствии поля электромагнитной волны круговой и линейно поляризации и суперпозиции электромагнитной волны и постоянного магнитного поля рассматривались в работах [75–77].

Более общий случай эволюции спинов нейтрино, когда нейтрино участвует в наиболее общих типах взаимодействия с внешними скалярными s , псевдоскалярными π , векторными V_μ , аксиально-векторными A_μ , тензорными $T_{\mu\nu}$ и псевдотензорными $\Pi_{\mu\nu}$ полями, был рассмотрен в [78]. Из общего уравнения эволюции спинов нейтрино, полученного в [78], следует, что ни скалярные s , ни псевдоскалярные π , ни векторные V_μ поля не могут индуцировать эволюцию спинов нейтрино. Напротив, в рамках общего рассмотрения эволюции спинов нейтрино было показано, что электромагнитное (тензорное) и слабое (аксиально-векторное) взаимодействия могут вносить свой вклад в эволюцию спинов нейтрино.

Недавно были подробно рассмотрены [70, 79] смешивание и осцилляции нейтрино в произвольном постоянном магнитном поле, которое имеет

как поперечную \mathbf{B}_\perp , так и продольную \mathbf{B}_\parallel компоненты. В этих работах также были получены явные выражения для эффективных магнитных моментов нейтрино во флейворном базисе в терминах соответствующих магнитных моментов массовых состояний нейтрино.

3.1. Массивное нейтрино в магнитном поле

Рассмотрим смешивание двух флейворных нейтрино с двумя возможными состояниями спиральности:

$$\begin{aligned}\nu_e^{L(R)} &= \nu_1^{L(R)} \cos \theta + \nu_2^{L(R)} \sin \theta, \\ \nu_\mu^{L(R)} &= -\nu_1^{L(R)} \sin \theta + \nu_2^{L(R)} \cos \theta,\end{aligned}$$

где $\nu_i^{L(R)}$ — спиральные состояния массивных нейтрино, $i = 1, 2$. Напомним, что для релятивистских нейтрино состояния спиральности приблизительно совпадают с киральными состояниями $\nu_i^{L(R)} \approx \nu_i^{ch^- (ch^+)}$. Как хорошо известно, релятивистские нейтрино, образующиеся в слабом процессе, находятся почти в левосторонних состояниях спиральности. Подробное обсуждение спиральности и киральности нейтрино можно найти в [80]. Учитывая, что спиральные массовые состояния $\nu_i^{L(R)}$ не являются стационарными состояниями в присутствии магнитного поля, в наших дальнейших расчетах, следуя [71, 72], мы будем раскладывать состояния $\nu_i^{L(R)}$ по стационарным состояниям нейтрино $\nu_i^{- (+)}$ в магнитном поле.

Волновая функция массивного нейтрино ν_i^s ($s = \pm 1$), распространяющегося вдоль направления \mathbf{n}_z в присутствии постоянного и однородного произвольно ориентированного магнитного поля, может быть найдена как решение уравнения Дирака

$$(\gamma_\mu p^\mu - m_i - \mu_i \Sigma \mathbf{B}) \nu_i^s(p) = 0, \quad (8)$$

где μ_i — магнитный момент нейтрино и магнитное поле задается продольной и поперечной компонентами относительно направления движения нейтрино: $\mathbf{B} = (B_\perp, 0, B_\parallel)$. Для простоты в обсуждаемом случае двух нейтрино возможность ненулевого переходного магнитного момента нейтрино μ_{ij} ($i \neq j$) не рассматривается. Поэтому два уравнения для двух состояний нейтрино ν_i^s являются не связанными друг с другом.

Уравнение (8) можно переписать в эквивалентном виде

$$\hat{H}_i \nu_i^s = E \nu_i^s, \quad (9)$$

где гамильтониан задается выражением

$$\hat{H}_i = \gamma_0 \boldsymbol{\gamma} \mathbf{p} + \mu_i \gamma_0 \Sigma \mathbf{B} + m_i \gamma_0. \quad (10)$$

Оператор спина, коммутирующий с гамильтонианом (10), может быть выбран в виде

$$\hat{S}_i = \frac{1}{N} \left[\Sigma \mathbf{B} - \frac{i}{m_i} \gamma_0 \gamma_5 [\Sigma \times \mathbf{p}] \mathbf{B} \right], \quad (11)$$

где

$$\frac{1}{N} = \frac{m_i}{\sqrt{m_i^2 B^2 + \mathbf{p}^2 B_\perp^2}}. \quad (12)$$

Для спектра энергий нейтрино мы получаем

$$E_i^s = \sqrt{m_i^2 + p^2 + \mu_i^2 \mathbf{B}^2 + 2\mu_i s \sqrt{m_i^2 \mathbf{B}^2 + p^2 B_{\perp}^2}}, \quad (13)$$

где $p = |\mathbf{p}|$ и $s = \pm 1$ соответствуют двум различным собственным значениям гамильтониана (10). Следовательно, определенные таким образом спиновые состояния нейтрино являются стационарными состояниями для гамильтониана при наличии магнитного поля, в отличие от общепринятого подхода к описанию спиновых осцилляций, когда используются нейтринные состояния с определенной спиральностью. Следует отметить, что при пренебрежении продольной составляющей магнитного поля $B_{\parallel} = 0$ найденный энергетический спектр нейтрино (13) совпадает с выражением для энергетического спектра нейтрона, которое было впервые получено в [81].

Оператор спина \hat{S}_i коммутирует с гамильтонианом \hat{H}_i , и для стационарных состояний нейтрино мы имеем

$$\hat{S}_i |\nu_i^s\rangle = s |\nu_i^s\rangle, \quad s = \pm 1,$$

и

$$\langle \nu_i^s | \nu_k^{s'} \rangle = \delta_{ik} \delta_{ss'}. \quad (14)$$

Для проведения вычислений представляется удобным ввести соответствующие проекционные операторы

$$\hat{P}_i^{\pm} = \frac{1 \pm \hat{S}_i}{2} \quad (15)$$

и в дальнейшем использовать соотношения

$$\langle \nu_k^{s'} | \hat{P}_i^s | \nu_i^s \rangle = \delta_{ik} \delta_{ss'}.$$

Теперь, для решения задач о флейворных $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_{\mu}^L$, спиновых $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_e^R$ и спин-флейворных $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_{\mu}^R$ осцилляциях нейтрино в магнитном поле, мы проведем разложение спиральных состояний по стационарным состояниям нейтрино

$$\nu_i^L(t) = c_i^+ \nu_i^+(t) + c_i^- \nu_i^-(t), \quad (16)$$

$$\nu_i^R(t) = d_i^+ \nu_i^+(t) + d_i^- \nu_i^-(t), \quad (17)$$

где c_i^{\pm} и d_i^{\pm} независимы от времени. Квадратичные комбинации коэффициентов $c_i^{+(-)}$ и $d_i^{+(-)}$ задаются матричными элементами операторов проектора (15)

$$|c_i^{\pm}|^2 = \langle \nu_i^L | \hat{P}_i^{\pm} | \nu_i^L \rangle, \quad (18)$$

$$|d_i^{\pm}|^2 = \langle \nu_i^R | \hat{P}_i^{\pm} | \nu_i^R \rangle, \quad (19)$$

$$(d_i^{\pm})^* c_i^{\pm} = \langle \nu_i^R | \hat{P}_i^{\pm} | \nu_i^L \rangle. \quad (20)$$

Поскольку $|c_i^{\pm}|^2$, $|d_i^{\pm}|^2$ и $(d_i^{\pm})^* c_i^{\pm}$ не зависят от времени, их можно определить из начальных условий. Обратим внимание на то, что ультрарелятивистские нейтрино образуются в процессе слабого взаимодействия почти как левые спиральные состояния и в этом приближении спиральные и киральные

состояния почти неотличимы. Это означает, что спиновая структура начального и конечного состояний нейтрино определяется как

$$\nu^L = \frac{1}{\sqrt{2}L^{3/2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \nu^R = \frac{1}{\sqrt{2}L^{3/2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

где L — нормировочная длина. Таким образом, для квадратичных комбинаций коэффициентов получаем

$$|c_i^{\pm}|^2 = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{m_i B_{\parallel}}{\sqrt{m_i^2 B^2 + p^2 B_{\perp}^2}} \right),$$

$$|d_i^{\pm}|^2 = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{m_i B_{\parallel}}{\sqrt{m_i^2 B^2 + p^2 B_{\perp}^2}} \right),$$

$$(d_i^{\pm})^* c_i^{\pm} = \mp \frac{1}{2} \frac{p(B_{\parallel} - i B_2)}{\sqrt{m_i^2 B^2 + p^2 B_{\perp}^2}}.$$

В случае $B_{\perp} = 0$ состояния спиральности стационарны и $(d_i^+)^* c_i^+ = (d_i^-)^* c_i^- = |c_i^+|^2 = |d_i^+|^2 = 0$, $|c_i^+|^2 = |d_i^-|^2 = 1$.

Используя (16), (17) и учитывая закон эволюции во времени стационарных состояний $\nu_i^s(t) = e^{-i E_i^s t} \nu_i^s(0)$, получаем, что эволюция во времени (пространстве) релятивистских флейворных состояний нейтрино ν_e^L задается следующим уравнением:

$$\nu_e^L(t) = \left(c_1^+ e^{-i E_1^+ t} \nu_1^+ + c_1^- e^{-i E_1^- t} \nu_1^- \right) \cos \theta + \left(c_2^+ e^{-i E_2^+ t} \nu_2^+ + c_2^- e^{-i E_2^- t} \nu_2^- \right) \sin \theta,$$

где $\nu_i^s \equiv \nu_i^s(0)$. Аналогичным образом можно записать эволюцию во времени волновой функции мюонного нейтрино.

3.2. Флейворные, спиновые и спин-флейворные осцилляции нейтрино в магнитном поле

Для вероятности флейворных осцилляций нейтрино $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_{\mu}^L$ мы получаем [72]

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_{\mu}^L}(t) = |\langle \nu_{\mu}^L | \nu_e^L(t) \rangle|^2 = \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left| |c_2^+|^2 e^{-i E_2^+ t} + |c_2^-|^2 e^{-i E_2^- t} - |c_1^+|^2 e^{-i E_1^+ t} - |c_1^-|^2 e^{-i E_1^- t} \right|^2. \quad (21)$$

Отметим, что поскольку условие нормировки (14) выполнено, мы можем не использовать явную форму волновых функций стационарных состояний нейтрино для вычисления вероятностей осцилляций. Зависимость вероятности осцилляции нейтрино от магнитного поля обусловлена матричными элементами проекторов (18)–(20) и выражением для спектра нейтрино (13).

Выражение для вероятности осцилляций $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_{\mu}^L$ упрощается, если рассматривать релятивистские нейтрино ($p \gg m$), а также если учесть выполнение

условия $p \gg \mu B$, которое соответствует реалистичным значениям магнитных моментов нейтрино и напряженностей магнитных полей. В этом случае мы имеем

$$E_i^s \approx p + \frac{m_i^2}{2p} + \frac{\mu_i^2 B^2}{2p} + \mu_i s B_\perp. \quad (22)$$

Разумно предположить, что $\mu B \ll m$, тогда вкладом $\frac{\mu_i^2 B^2}{2p}$ в (22) можно пренебречь. Это условие выполняется для большинства астрофизических сред, где рассматриваемые осцилляции нейтрино представляют интерес. Данное утверждение может быть подкреплено следующими оценками. Магнитный момент нейтрино действительно очень мал. Самое простое обобщение Стандартной модели дает значение $\mu_i \sim 10^{-20} \mu_B$ для массы нейтрино $m = 0.1$ эВ (см. (1)). Другие обобщения Стандартной модели могут привести к гораздо большим значениям магнитного момента, но существующие лабораторные ограничения обеспечивают верхний предел $\mu_i \sim 10^{-11} \mu_B$. Очень сильное магнитное поле можно найти в пульсарах, это поля порядка критического магнитного поля $B_0 = m_e^2/e = 4.41 \times 10^{13}$ Гс. Считается, что в магнетарах существует гораздо более сильное магнитное поле [82]. Используя вышеприведенные значения, можно показать, что предположение $\mu B \ll m$ справедливо по крайней мере до магнитных полей порядка $B \times 10^{17}$ Гс.

В рассматриваемом случае мы также имеем

$$|c_i^s|^2 |c_k^{s'}|^2 \approx \frac{1}{4}.$$

Тогда флейворные осцилляции $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^L$, вероятность которых задается выражением (21), представляют собой наложение различного типа осцилляций, которые определяются следующими шестью характерными частотами:

$$\begin{aligned} E_1^+ - E_1^- &= 2\mu_1 B_\perp, \\ E_2^+ - E_2^- &= 2\mu_2 B_\perp, \\ E_2^+ - E_1^+ &= \frac{\Delta m^2}{2p} + (\mu_2 - \mu_1) B_\perp, \\ E_2^- - E_1^- &= \frac{\Delta m^2}{2p} - (\mu_2 - \mu_1) B_\perp, \\ E_2^+ - E_1^- &= \frac{\Delta m^2}{2p} + (\mu_1 + \mu_2) B_\perp, \\ E_2^- - E_1^+ &= \frac{\Delta m^2}{2p} - (\mu_1 + \mu_2) B_\perp. \end{aligned}$$

Окончательно для вероятности осцилляций $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^L$ получаем [72]

$$\begin{aligned} P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}(t) &= \\ &= \sin^2 2\theta \left\{ \cos(\mu_1 B_\perp t) \cos(\mu_2 B_\perp t) \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t + \right. \\ &\quad \left. + \sin^2(\mu_+ B_\perp t) \sin^2(\mu_- B_\perp t) \right\}, \quad (23) \end{aligned}$$

где $\mu_\pm = \frac{1}{2}(\mu_1 \pm \mu_2)$. Выражение (23) демонстрирует новое явление во флейворных осцилляциях нейтрино

в магнитном поле: флейворные осцилляции оказываются зависящими (могут быть модифицированы) взаимодействием магнитного момента нейтрино с поперечным магнитным полем B_\perp . В случае нулевого магнитного момента и/или исчезающего магнитного поля (23) сводится к хорошо известной вероятности флейворных осцилляций нейтрино в вакууме.

Выполняя аналогичные вычисления, мы получаем вероятности спиновых $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_e^R$ и спин-флейворных $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^R$ осцилляций нейтрино. Для вероятности спиновых осцилляций $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_e^R$ имеем

$$\begin{aligned} P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R} &= \left\{ \sin(\mu_+ B_\perp t) \cos(\mu_- B_\perp t) + \right. \\ &\quad \left. + \cos 2\theta \sin(\mu_- B_\perp t) \cos(\mu_+ B_\perp t) \right\}^2 - \\ &\quad - \sin^2 2\theta \sin(\mu_1 B_\perp t) \sin(\mu_2 B_\perp t) \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t. \quad (24) \end{aligned}$$

Для вероятности спин-флейворных осцилляций $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^R$ получили [72]

$$\begin{aligned} P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R}(t) &= \sin^2 2\theta \left\{ \sin^2(\mu_- B_\perp t) \cos^2(\mu_+ B_\perp t) + \right. \\ &\quad \left. + \sin(\mu_1 B_\perp t) \sin(\mu_2 B_\perp t) \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t \right\}. \quad (25) \end{aligned}$$

Отметим, что ранее аналогичный результат для вероятности был получен в [83] из исследования эволюции волновой функции нейтрино в поперечном магнитном поле.

Для полноты картины мы также приведем полученную в рамках нашего подхода вероятность выживания нейтрино $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_e^L$ [72]:

$$\begin{aligned} P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^L}(t) &= \left\{ \cos(\mu_+ B_\perp t) \cos(\mu_- B_\perp t) - \right. \\ &\quad \left. - \cos 2\theta \sin(\mu_+ B_\perp t) \sin(\mu_- B_\perp t) \right\}^2 - \\ &\quad - \sin^2 2\theta \cos(\mu_1 B_\perp t) \cos(\mu_2 B_\perp t) \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t. \quad (26) \end{aligned}$$

Очевидно, что сумма полученных четырех вероятностей (23), (24), (25) и (26) равна единице, как и должно быть:

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L} + P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R} + P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R} + P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^L} = 1.$$

Для иллюстрации взаимного влияния осцилляций нейтрино на разных частотах представляет интерес найти конкретный реалистичный набор параметров (разность квадратов масс нейтрино, энергия и магнитный момент, а также напряженность магнитного поля), который позволил бы ожидать значительных новых следствий для конкретных астрофизических условий [72]. В качестве примера для начала рассмотрим флейворные осцилляции $\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L$ в поперечном магнитном поле B_\perp . Очевидно, что чем сильнее магнитное поле, тем большее влияние оно будет оказывать на вероятность флейворных осцилляций нейтрино. Будем рассматривать самые сильные магнитные поля порядка $B_\perp = 10^{16}$ Гс, которые, как предполагается, существуют в магнетарах.

Рассмотрим разность квадратов масс $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и магнитные моменты $\mu_1 = \mu_2 = \mu \sim 10^{-20} \mu_B$, соответствующие предсказанию Стандартной модели (1) для масс нейтрино порядка $m \sim 0.1 \text{ эВ}$. На рис. 2 приведена вероятность (23) флейворных осцилляций нейтрино $\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L$ в поперечном магнитном поле для указанного конкретного выбора параметров и энергии нейтрино $p = 1 \text{ МэВ}$. Хорошо видно, что амплитуда осцилляций на вакуумной частоте $\omega_{\text{vac}} = \frac{\Delta m^2}{4p}$ модулируется магнитной частотой, зависящей от магнитного момента и магнитного поля $\omega_B = \mu B_\perp$. Соответствующая длина осцилляций равна $L = 1/\mu B \sim 50 \text{ км}$. Это значение действительно превышает типичные

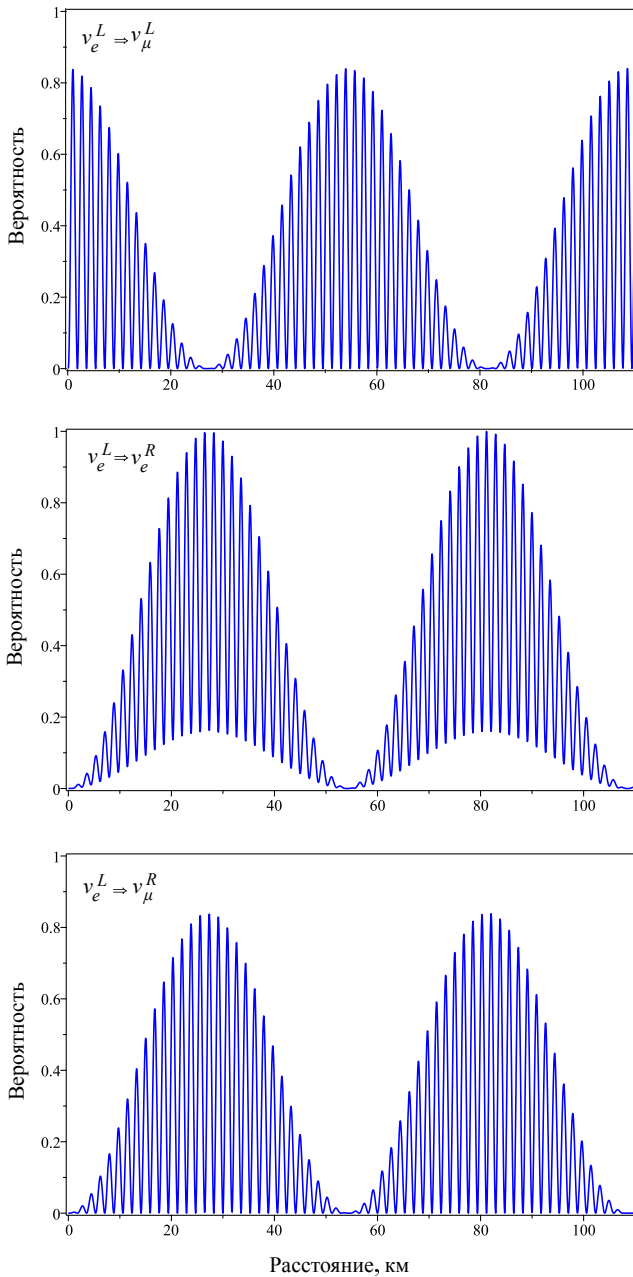


Рис. 2. Вероятность флейворных ($\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L$), спиновых ($\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R$) и спин-флейворных ($\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R$) осцилляций нейтрино в поперечном магнитном поле $B_\perp = 10^{16} \text{ Гс}$ для энергии нейтрино $p = 1 \text{ МэВ}$, $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и магнитных моментов $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-20} \mu_B$

размеры магнетаров $R_{\text{mgt}} \sim 20\text{--}30 \text{ км}$ [82], но эффект амплитудной модуляции осцилляций, как это наглядно иллюстрируется рис. 1, все еще достаточно заметный. Аналогичное явление модуляции спиновых и флейворных осцилляций нейтрино магнитной частотой обсуждается и в работе [73], где рассматривается случай $\mu_{11} = \mu_{22}$.

На рис. 2 также показана вероятность спиновых ($\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R$) и спин-флейворных ($\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R$) осцилляций нейтрино в поперечном магнитном поле $B_\perp = 10^{16} \text{ Гс}$ для энергии нейтрино $p = 1 \text{ МэВ}$, $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и магнитных моментов $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-20} \mu_B$.

3.3. Интерференция различных типов осцилляций нейтрино в магнитном поле

Разработанный нами новый подход [69–72] к описанию различных типов осцилляций нейтрино (флейворных $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^L$, спиновых $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_e^R$ и спин-флейворных $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^R$) в присутствии постоянного магнитного поля, основанный на использовании точных стационарных состояний нейтрино в магнитном поле, позволяет детально исследовать взаимное влияние или интерференцию различных типов осцилляций.

Рассмотрим в качестве примера вероятность спин-флейворных осцилляций нейтрино $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^R$. В литературе часто используется вероятность, полученная для случая двух флейворных нейтрино в обычном подходе [61, 62, 67], в виде $P \sim \sin^2(\mu_{e\mu} B_\perp t)$, где $\mu_{e\mu} = \frac{1}{2}(\mu_2 - \mu_1) \sin 2\theta$ — переходный магнитный момент во флейворном базисе [79, 84]. Эта вероятность равна нулю для случая $\mu_1 = \mu_2$, $\mu_{ij} = 0$, $i \neq j$. Однако вероятность (25) спин-флейворных осцилляций нейтрино $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^R$, полученная в нашем подходе, не равна нулю. В случае $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ на основе (25) имеем

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R} = \sin^2(\mu B_\perp t) \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t. \quad (27)$$

Вероятность (25) спин-флейворных осцилляций $\nu_e^L \leftrightarrow \nu_\mu^R$ в конкретном случае $\mu_1 = \mu_2$ упрощается до (27) и может быть выражена как произведение двух вероятностей, полученных в рамках традиционного подхода к описанию осцилляций в случае двух нейтрино

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R} = P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}} P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}}, \quad (28)$$

где

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}} = \sin^2(\mu B_\perp t)$$

— обычное выражение для вероятности спиновых осцилляций нейтрино, а

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t \quad (29)$$

— вероятность флейворных осцилляций, полученная при обычном подходе. Подобный (28) двухступенчатый нейтринный переход был рассмотрен в работе [85] при описании спин-флейворных осцилляций

майорановских нейтрино. Поскольку предполагалось, что вероятность спин-флейворных осцилляций нейтрино мала, этот эффект был рассчитан в рамках теории возмущений.

Теперь мы можем видеть, что вероятность спин-флейворных осцилляций $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R}$ (в частном случае $\mu_1 = \mu_2$) является произведением обычных вероятностей нейтринных осцилляций с изменением только флейвора $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}}$ и с изменением только спинового состояния $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}}$. Так как в рассматриваемом случае

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}} = P_{\nu_\mu^L \rightarrow \nu_\mu^R}^{\text{cust}},$$

то уравнение (27) может быть переписано в симметричной форме:

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R} = \frac{1}{2} \left(P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}} P_{\nu_\mu^L \rightarrow \nu_\mu^R}^{\text{cust}} + P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}} P_{\nu_e^R \rightarrow \nu_\mu^R}^{\text{cust}} \right).$$

По существу, эта формула описывает вероятность спин-флейворных осцилляций нейтрино как сумму вкладов двух равновероятных процессов: $\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L \rightarrow \nu_\mu^R$ и $\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R \rightarrow \nu_\mu^R$. Даже если переходный магнитный момент во флейворном базисе исчезает, процесс, в результате которого происходит изменение и флейворного, и спинового состояния нейтрино, может проходить через двухступенчатый процесс: изменение только флейворного состояния и изменение только спинового состояния. Таким образом, в то время как в рамках обычного подхода вероятность спин-флейворных осцилляций описывает только одновременное изменение флейвора и спина через переходный магнитный момент $\mu_{e\mu}$, уравнение (27) допускает существование спин-флейворных осцилляций как последовательный двухступенчатый процесс. Возвращаясь к общему случаю, когда $\mu_1 \neq \mu_2$, уравнение (25) объясняет обе эти возможности.

Таким же образом можно упростить вероятность флейворных осцилляций нейтрино $\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L$ и представить ее в виде

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L} = (1 - \sin^2(\mu B_\perp t)) \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t = \left(1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}} \right) P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}}. \quad (30)$$

Как видно, обычное выражение (29) для флейворных осцилляций нейтрино модифицируется фактором $1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}}$. Поскольку переходный магнитный момент во флейворном базисе в случае $\mu_1 = \mu_2$ отсутствует, то процесс $\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R$ является единственным способом для изменения спинового состояния нейтрино и тогда $1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}}$ следует интерпретировать как вероятность процесса, в результате которого поляризация спина нейтрино не изменяется. И, следовательно, этот множитель $1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}}$ исключает из вероятности флейворных осцилляций вклад от процессов, идущих с изменением спиральности нейтрино.

Аналогичный фактор $1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}}$ изменяет вероятность спиновых осцилляций $\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R$:

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R} = \left[1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4p} t \right) \right] \sin^2(\mu B_\perp t) = \left(1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}} \right) P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}}.$$

Вероятность выживания нейтрино $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^L}$ строится как произведение стандартных вероятностей «выживания флейвора» и сохранения спиновой поляризации нейтрино:

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^L} = \left(1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{\text{cust}} \right) \left(1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{\text{cust}} \right).$$

Общие формулы (23), (24), (25) и (26) должны быть истолкованы таким же образом. В отличие от обычного подхода рассмотренные в рамках развитого нами подхода различные типы осцилляций нейтрино при наличии магнитного поля не являются независимыми. Взаимовлияние различных типов осцилляций порождает интересные явления [72]:

1) амплитудная модуляция вероятности флейворных осцилляций $\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L$ в поперечном магнитном поле с магнитной частотой $\omega_B = \mu B_\perp$ (в случае $\mu_1 = \mu_2$) и более сложная зависимость от гармонических функций, зависящих от ω_B , для $\mu_1 \neq \mu_2$;

2) зависимость вероятности спиновых осцилляций $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}$ от разности квадратов масс Δm^2 ;

3) появление спин-флейворных осцилляций в случае $\mu_1 = \mu_2$ и $\mu_{12} = 0$, переход происходит через двухступенчатые процессы $\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L \rightarrow \nu_\mu^R$ и $\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R \rightarrow \nu_\mu^R$.

Наконец, полученные замкнутые выражения (23), (24), (25) и (26) показывают, что вероятности осцилляций нейтрино $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}(t)$, $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}(t)$, $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R}(t)$, а также вероятность выживания $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^L}(t)$ представляют собой достаточно сложную интерференцию гармонических функций, которые зависят от шести различных частот (8)–(13). На этой основе мы прогнозируем модификацию общей картины осцилляций нейтрино, которая может дать новые важные феноменологические следствия в случае распространения нейтрино в экстремальных астрофизических средах, где присутствуют магнитные поля.

4. СПИНОВЫЕ И СПИН-ФЛЕЙВОРНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО В ПОПЕРЕЧНО ДВИЖУЩЕМСЯ ВЕЩЕСТВЕ

В течение многих лет, вплоть до 2004 г., считалось, что изменение спиральности нейтрино и соответствующие спиновые осцилляции имеют место благодаря взаимодействию магнитного момента нейтрино с внешним электромагнитным полем при условии существования поперечной компоненты магнитного поля \mathbf{B}_\perp в системе покоя частиц. Новая и очень интересная возможность для спиновых (а также для спин-флейворных) осцилляций нейтрино за счет слабого взаимодействия нейтрино с частицами среды была впервые предложена и исследована в [86]. Как было впервые показано в [86], спиновые осцилляции нейтрино могут возникать не только за счет взаимодействия нейтрино с магнитным полем, как считалось ранее, но и за счет взаимодействия нейтрино с веществом в том случае, когда есть поперечные относительно направления распространения

нейтрино компоненты тока вещества или имеется поперечная поляризация вещества. Особо отметим, что в [86] было впервые получено явное аналитическое выражение для вероятности спиновых осцилляций нейтрино, вызванных поперечным током вещества.

Историю исследований обсуждаемого эффекта можно найти в [87, 88]. Следует отметить, что предсказанный эффект существует независимо от состава поперечного тока среды и источника его возможной поляризации (например, это может быть внешнее магнитное поле).

Примечательно, что существование обсуждаемого эффекта спиновых осцилляций нейтрино, порождаемых поперечным током материи, и его возможное влияние на астрофизику было подтверждено в ряде недавних работ последнего времени [89–92]. В одной из недавних работ [93] было указано, что эффект перехода левоспиральных состояний нейтрино в правоспиральные состояния в отсутствие магнитного поля или большого магнитного момента (эффект, впервые предсказанный в [86]) будет присутствовать в среде сверхновой.

Укажем на работу [94], в которой построена квантовая теория обсуждаемого явления и рассматриваются различные типы осцилляций нейтрино с изменением спиральности под действием произвольно ориентированного магнитного поля и с учетом стандартных и нестандартных взаимодействий нейтрино с произвольно движущейся средой. В статье [95] в рамках квазиклассического подхода рассмотрены осцилляции в магнитном поле и движущейся среде для случая дираковских нейтрино. Для полноты картины отметим работу [96], в которой рассматривалась динамика спина нейтрино за счет взаимодействия индуцированного магнитного момента при движении частицы в замагниченной среде.

4.1. Квазиклассическое рассмотрение

Впервые возможность возникновения спиновых осцилляций нейтрино за счет взаимодействия с веществом (для определенности состоящего из электронов) при условии, что существует поперечный относительно направления распространения нейтрино ток или поперечная поляризация вещества, рассмотрена в [86]. Для получения вероятности спиновых осцилляций нейтрино в поперечном потоке вещества было использовано обобщение [75] квазиклассического уравнения Баргмана–Мишеля–Телегди, описывающее эволюцию вектора спина нейтрино \mathbf{S} в произвольно движущемся веществе и в присутствии электромагнитного поля, которое задано тензором электромагнитного поля $F_{\mu\nu} = (\mathbf{E}, \mathbf{B})$,

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \frac{2}{\gamma} \left[\mathbf{S} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{M}_0) \right], \quad (31)$$

где магнитное поле \mathbf{B}_0 в системе покоя нейтрино определяется поперечными и продольными (по отношению к движению нейтрино) компонентами магнитной и электрической составляющих поля в лабораторной системе:

$$\mathbf{B}_0 = \gamma \left(\mathbf{B}_\perp + \frac{1}{\gamma} \mathbf{B}_\parallel + \sqrt{1 - \gamma^{-2}} \left[\mathbf{E}_\perp \times \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta} \right] \right),$$

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, $\boldsymbol{\beta}$ — скорость нейтрино. Эффект вещества \mathbf{M}_0 в (31) тоже содержит продольную $\mathbf{M}_{0\parallel}$ и поперечную $\mathbf{M}_{0\perp}$ части,

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_0 &= \mathbf{M}_{0\parallel} + \mathbf{M}_{0\perp}, \\ \mathbf{M}_{0\parallel} &= \gamma \boldsymbol{\beta} \frac{n_0}{\sqrt{1 - v_e^2}} \left\{ \rho_e^{(1)} \left(1 - \frac{\mathbf{v}_e \boldsymbol{\beta}}{1 - \gamma^{-2}} \right) \right\} - \\ &\quad - \frac{\rho_e^{(2)}}{1 - \gamma^{-2}} \left\{ \boldsymbol{\zeta}_e \boldsymbol{\beta} \sqrt{1 - v_e^2} + \left(\boldsymbol{\zeta}_e \mathbf{v}_e \frac{(\boldsymbol{\beta} \mathbf{v}_e)}{1 + \sqrt{1 - v_e^2}} \right) \right\}, \\ \mathbf{M}_{0\perp} &= - \frac{n_0}{\sqrt{1 - v_e^2}} \left\{ \mathbf{v}_{e\perp} \left(\rho_e^{(1)} + \rho_e^{(2)} \frac{(\boldsymbol{\zeta}_e \mathbf{v}_e)}{1 + \sqrt{1 - v_e^2}} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \boldsymbol{\zeta}_{e\perp} \rho_e^{(2)} \sqrt{1 - v_e^2} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь $n_0 = n_e \sqrt{1 - v_e^2}$ — инвариантная плотность частиц среды в системе покоя среды. Векторами \mathbf{v}_e и $\boldsymbol{\zeta}_e$ ($0 \leq |\boldsymbol{\zeta}_e| \leq 1$) обозначены соответственно скорость системы отсчета, в которой средний импульс вещества (электронов) равен нулю, и среднее значение вектора поляризации электронов в указанной системе отсчета. Коэффициенты $\rho_e^{(1,2)}$, рассчитанные в рамках расширенной Стандартной модели с $SU(2)$ синглетным правосторонним нейтрино ν_R , равны соответственно $\rho_e^{(1)} = \frac{\tilde{G}_F}{2\sqrt{2}\mu}$ и $\rho_e^{(2)} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}\mu}$, где $\tilde{G}_F = G_F(1 + 4 \sin^2 \theta_W)$.

Для эволюции нейтрино между двумя нейтринными состояниями $\nu_e^L \Leftrightarrow \nu_e^R$ в присутствии магнитного поля и движущейся материи получаем [86] следующее уравнение:

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_e^R \end{pmatrix} &= \\ &= \mu \begin{pmatrix} \frac{1}{\gamma} |\mathbf{M}_{0\parallel} + \mathbf{B}_{0\parallel}| & |\mathbf{B}_\perp + \frac{1}{\gamma} \mathbf{M}_{0\perp}| \\ |\mathbf{B}_\perp + \frac{1}{\gamma} \mathbf{M}_{0\perp}| & -\frac{1}{\gamma} |\mathbf{M}_{0\parallel} + \mathbf{B}_{0\parallel}| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_e^R \end{pmatrix}. \quad (32) \end{aligned}$$

Для вероятности спиновых осцилляций нейтрино в адиабатическом приближении было получено

$$\begin{aligned} P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}(x) &= \sin^2 2\theta_{\text{eff}} \sin^2 \frac{\pi x}{L_{\text{eff}}}, \\ \sin^2 2\theta_{\text{eff}} &= \frac{E_{\text{eff}}^2}{E_{\text{eff}}^2 + \Delta_{\text{eff}}^2}, \quad L_{\text{eff}} = \frac{\pi}{\sqrt{E_{\text{eff}}^2 + \Delta_{\text{eff}}^2}}, \end{aligned}$$

где

$$E_{\text{eff}} = \mu \left| \mathbf{B}_\perp + \frac{1}{\gamma} \mathbf{M}_{0\perp} \right|, \quad \Delta_{\text{eff}} = \frac{\mu}{\gamma} |\mathbf{M}_{0\parallel} + \mathbf{B}_{0\parallel}|.$$

Нетрудно увидеть, что, даже без наличия электромагнитного поля, $\mathbf{B}_\perp = \mathbf{B}_{0\parallel} = 0$, спиновые осцилляции нейтрино $\nu_e^L \Leftrightarrow \nu_e^R$ могут быть индуцированы в присутствии вещества в случае, когда величина $\mathbf{M}_{0\perp}$, описывающая поперечное движение или поляризацию среды, не равна нулю. Если пренебречь возможными эффектами поляризации материи, то уравнение эволюции нейтрино (32) упрощается до

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_e^R \end{pmatrix} = \frac{\mu}{\gamma} \begin{pmatrix} M_{0\parallel} & M_{0\perp} \\ M_{0\perp} & -M_{0\parallel} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_e^R \end{pmatrix},$$

где

$$\mathbf{M}_{0\parallel} = \gamma\beta\rho_e^{(1)} \left(1 - \frac{\mathbf{v}_e\boldsymbol{\beta}}{1 - \gamma^{-2}}\right) \frac{n_0}{\sqrt{1 - v_e^2}},$$

$$\mathbf{M}_{0\perp} = -\rho_e^{(1)}\mathbf{v}_{e\perp} \frac{n_0}{\sqrt{1 - v_e^2}}.$$

Эффективный угол смешивания и осцилляционная длина в вероятности спиновых осцилляций нейтрино теперь задаются следующим образом:

$$\sin^2 2\theta_{\text{eff}} = \frac{M_{0\perp}^2}{M_{0\parallel}^2 + M_{0\perp}^2}, \quad L_{\text{eff}} = \frac{\pi\gamma}{\mu M_0}.$$

Приведенные выше соображения могут быть применены к другим типам нейтрино и различным составам вещества. Очевидно также, что для нейтрино с ненулевыми переходными магнитными моментами существует аналогичный эффект, но уже для спин-флейворных осцилляций. Отметим, что в [97] было также указано на возможность спиновых осцилляций нейтрино вследствие взаимодействия с веществом вращающегося астрофизического объекта.

4.2. Квантовое рассмотрение

Изложенное выше квазиклассическое описание спиновых осцилляций нейтрино, возникающих за счет поперечных токов вещества, был недавно дополнено прямым квантовым подходом к явлению [84, 87, 94, 98]. Для простоты был рассмотрен случай движения двух флейворных нейтрино с двумя возможными состояниями спиральности $\nu_f = (\nu_e^+, \nu_e^-, \nu_\mu^+, \nu_\mu^-)^T$ в веществе, состоящем из нейтронов. Флейворные нейтрино являются суперпозициями массовых состояний:

$$\nu_e^\pm = \nu_1^\pm \cos \theta + \nu_2^\pm \sin \theta,$$

$$\nu_\mu^\pm = -\nu_1^\pm \sin \theta + \nu_2^\pm \cos \theta.$$

Соответствующее уравнение эволюции нейтрино имеет вид

$$i \frac{d}{dt} \nu_f = H_v^f \nu_f$$

с эффективным гамильтонианом эволюции

$$H_v^f = n\tilde{G} \begin{pmatrix} 0 & (\frac{\eta}{\gamma})_{ee}v_\perp & 0 & (\frac{\eta}{\gamma})_{e\mu}v_\perp \\ (\frac{\eta}{\gamma})_{ee}v_\perp & 2(1 - v_\parallel) & (\frac{\eta}{\gamma})_{e\mu}v_\perp & 0 \\ 0 & (\frac{\eta}{\gamma})_{e\mu}v_\perp & 0 & (\frac{\eta}{\gamma})_{\mu\mu}v_\perp \\ (\frac{\eta}{\gamma})_{e\mu}v_\perp & 0 & (\frac{\eta}{\gamma})_{\mu\mu}v_\perp & 2(1 - v_\parallel) \end{pmatrix}, \quad (33)$$

где

$$\left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{ee} = \frac{\cos^2 \theta}{\gamma_{11}} + \frac{\sin^2 \theta}{\gamma_{22}},$$

$$\left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{\mu\mu} = \frac{\sin^2 \theta}{\gamma_{11}} + \frac{\cos^2 \theta}{\gamma_{22}},$$

$$\left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{e\mu} = \frac{\sin 2\theta}{\tilde{\gamma}_{21}},$$

$\tilde{\gamma}_{21}^{-1} = (\gamma_2^{-1} - \gamma_1^{-1})/2$, $\gamma_\alpha^{-1} = m_\alpha/p_0^v$, p_0^v — энергия нейтрино, $\alpha = 1, 2$.

Рассмотрим начальное нейтрино ν_e^L , которое движется в среде и магнитном поле $\mathbf{B} = \mathbf{B}_\parallel + \mathbf{B}_\perp$. Одним из возможных вариантов нейтринных переходов с изменением спиральности является $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp, B_\perp) \Rightarrow \nu_e^R$. Здесь мы ограничим наше рассмотрение бинарными нейтринными переходами и соответствующими им осцилляциями между парами нейтринных состояний. Обсуждаемые осцилляции определяются уравнением эволюции [94]

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_e^R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\frac{\mu}{\gamma})_{ee}B_\parallel + \tilde{G}n(1 - \mathbf{v}\boldsymbol{\beta}) & \mu_{ee}B_\perp + (\frac{\eta}{\gamma})_{ee}\tilde{G}nv_\perp \\ \mu_{ee}B_\perp + (\frac{\eta}{\gamma})_{ee}\tilde{G}nv_\perp & -(\frac{\mu}{\gamma})_{ee}B_\parallel - \tilde{G}n(1 - \mathbf{v}\boldsymbol{\beta}) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_e^R \end{pmatrix},$$

решение которого дает вероятность осцилляций $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp, B_\perp) \Rightarrow \nu_e^R$:

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{(j_\perp, B_\perp)}(x) = \frac{E_{\text{eff}}^2}{E_{\text{eff}}^2 + \Delta_{\text{eff}}^2} \sin^2 \frac{\pi x}{L_{\text{eff}}}, \quad (34)$$

$$L_{\text{eff}} = \frac{\pi}{\sqrt{E_{\text{eff}}^2 + \Delta_{\text{eff}}^2}},$$

где

$$E_{\text{eff}} = \left| \mu_{ee}\mathbf{B}_\perp + \left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{ee} \tilde{G}n\mathbf{v}_\perp \right|, \quad (35)$$

$$\Delta_{\text{eff}} = \left| \left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{ee} \mathbf{B}_\parallel + \tilde{G}n(1 - \mathbf{v}\boldsymbol{\beta})\boldsymbol{\beta} \right|.$$

Из (34) и (35) видно, что даже в отсутствие поперечного магнитного поля спиновые осцилляции нейтрино $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp) \Rightarrow \nu_e^R$ могут быть порождены взаимодействием нейтрино с поперечным током вещества $\mathbf{j}_\perp = n\mathbf{v}_\perp$.

Аналогичным образом поперечный поток материи может индуцировать спиновые осцилляции между состояниями нейтрино различных флейворов, так называемые спин-флейворные осцилляции $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp) \Rightarrow \nu_\mu^R$. Обратим внимание на то, что для появления этого эффекта нет необходимости в магнитном поле, так как нет зависимости от магнитного момента нейтрино. Для эволюции нейтрино $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp) \Rightarrow \nu_\mu^R$ в случае $B = 0$ из (33) получаем

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_\mu^R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Delta M + \tilde{G}n(1 - \mathbf{v}\boldsymbol{\beta}) & (\frac{\eta}{\gamma})_{e\mu}\tilde{G}nv_\perp \\ (\frac{\eta}{\gamma})_{e\mu}\tilde{G}nv_\perp & \Delta M - \tilde{G}n(1 - \mathbf{v}\boldsymbol{\beta}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ \nu_\mu^R \end{pmatrix},$$

где $\Delta M = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{4p_0^v}$. Вероятность $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R}^{(j_\perp)}$ спин-флейворных осцилляций $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp) \Rightarrow \nu_\mu^R$ определяется уравнением (34), но теперь

$$E_{\text{eff}} = \left| \left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{e\mu} \tilde{G}nv_\perp \right|, \quad (36)$$

$$\Delta_{\text{eff}} = \left| \Delta M - \tilde{G}n(1 - \mathbf{v}\boldsymbol{\beta}) \right|.$$

Из (36) следует, что спин-флейворные осцилляции нейтрино $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp) \Rightarrow \nu_\mu^R$ могут быть порождены взаимодействием нейтрино с поперечным током вещества $\mathbf{j}_\perp = n\mathbf{v}_\perp$.

4.2.1. Новый тип осцилляций нейтрино в поперечно движущемся веществе

Учитывая обсуждавшуюся в данном разделе аналогичную роль, которую играют поперечное магнитное поле B_\perp и поперечный ток вещества \mathbf{j}_\perp как причина возникновения спиновых осцилляций, и также указанную выше взаимосвязь флейворных и спиновых осцилляций в магнитном поле, ниже мы рассмотрим новое явление в осцилляциях нейтрино в движущейся среде. Как было показано в [99, 100], новое явление состоит в модификации вероятности флейворных осцилляций нейтрино, вызванной взаимодействием нейтрино с поперечной компонентой тока среды $\mathbf{j}_\perp = n\mathbf{v}_\perp$.

По аналогии с (30) вероятность флейворных осцилляций $P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{(j_\parallel + j_\perp)}(t)$ в движущейся среде с учетом генерации спиновых осцилляций поперечным током среды \mathbf{j}_\perp может быть выражена следующим образом:

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{(j_\parallel + j_\perp)}(t) = \left(1 - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R}^{(j_\perp)} - P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R}^{(j_\perp)}\right) P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{(j_\parallel)},$$

где

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L}^{(j_\parallel)}(t) = \sin^2 2\theta_{\text{eff}} \sin^2 \omega_{\text{eff}} t$$

является вероятностью флейворных осцилляций в движущейся среде [101]. Здесь $\omega_{\text{eff}} = \frac{\Delta m_{\text{eff}}^2}{4p_0^2}$, θ_{eff} и Δm_{eff}^2 — соответствующие величины, модифицированные эффектом движения среды. Обратим внимание, что в определении θ_{eff} и Δm_{eff}^2 имеет значение только продольная составляющая движения среды. По аналогии с исследованиями, проведенными в [86, 94], мы получаем вероятность спиновых и спин-флейворных осцилляций нейтрино, порождаемых поперечным током \mathbf{j}_\perp :

$$P_{\nu_e^L \rightarrow \nu_k^R}^{j_\perp}(t) = \frac{\left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{ek}^2 v_\perp^2}{\left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{ek}^2 v_\perp^2 + \left(\frac{\Delta M}{\tilde{G}n}(1 - \delta_{ek}) - (1 - v\beta)\right)^2} \sin^2 \omega_{ek}^{j_\perp} t,$$

где $k = e, \mu$, $\delta_{ee} = 1$, $\delta_{e\mu} = 0$, другие обозначения можно найти в [94].

Обсуждаемый новый эффект состоит в интерференции флейворных осцилляций $\nu_e^L \leftarrow (j_\parallel, j_\perp) \Rightarrow \nu_\mu^L$ на обычной частоте в движущейся материи ω_{eff} и двух дополнительных осцилляций с изменением спиральности нейтрино (спиновые $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp) \Rightarrow \nu_e^R$ и спин-флейворные $\nu_e^L \leftarrow (j_\perp) \Rightarrow \nu_\mu^R$ осцилляции нейтрино), которые характеризуются двумя частотами:

$$\omega_{ek}^{j_\perp} = \tilde{G}n \sqrt{\left(\frac{\eta}{\gamma}\right)_{ek}^2 v_\perp^2 + \left(\frac{\Delta M}{\tilde{G}n}(1 - \delta_{ek}) - (1 - v\beta)\right)^2},$$

$$k = e, \mu.$$

Указанное новое явление [99, 100] может иметь важные следствия для потоков нейтрино в астрофизических средах.

ПЕРСПЕКТИВЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дальнейший прогресс в ограничении электромагнитных характеристик нейтрино связан прежде всего с ожидаемыми новыми результатами измерений в эксперименте GEMMA на Калининской атомной электростанции по исследованию упругого сечения рассеяния реакторных антинейтрино на электронах. Ожидается, что новый набор данных будет произведен в следующем году. Порог энергии отдачи электронов будет снижен до 350 эВ (или даже до ~ 200 эВ). Это позволит понизить чувствительность эксперимента к магнитному моменту нейтрино до уровня $\mu_\nu \sim 0.9 \times 10^{-12} \mu_B$, а в случае миллиарда нейтрино — до $q_\nu \sim 1.8 \times 10^{-12} e_0$ [21].

Текущие ограничения на зарядовый радиус флейворного нейтрино $\langle r_{e,\mu,\tau}^2 \rangle \leq 10^{-32} - 10^{-31} \text{ см}^2$ [1], следующие из анализа экспериментальных данных по рассеянию, отличаются только на 1–2 порядка по величине от значений $\langle r_{e,\mu,\tau}^2 \rangle \leq 10^{-33} \text{ см}^2$, рассчитанных в рамках минимально расширенной Стандартной модели с правыми нейтрино [26]. Это позволяет надеяться на то, что предсказания для $\langle r_{e,\mu,\tau}^2 \rangle$ в минимально расширенной Стандартной модели могут быть экспериментально проверены в ближайшем будущем.

Обратим внимание, что при получении ограничений на $\langle r_{e,\mu,\tau}^2 \rangle$ существует необходимость в проведении нового анализа экспериментальных данных по рассеянию нейтрино с учетом новых аналитических выражений для сечений [14], которые должным образом учитывают интерференцию электромагнитного и слабого взаимодействий, а также смешивание и осцилляции нейтрино.

Перспективы и возможности проводящихся в настоящее время и планируемых экспериментов по когерентному рассеянию нейтрино на ядрах с точки зрения зондирования электромагнитных свойств нейтрино также активно изучаются [102]. В работе [103] впервые получены ограничения на миллиарды нейтрино (в частности, диагональный заряд ν_μ и переходные заряды $\nu_\mu - \nu_\tau$) с использованием данных по когерентному рассеянию нейтрино.

Для дальнейшего прогресса в изучении (или ограничении) электромагнитных свойств нейтрино довольно многообещающее утверждение было сделано в [104, 105]. Было показано, что даже крошечные значения переходного магнитного момента майорановского нейтрино порядка $\mu_\nu^M \sim 10^{-21} \mu_B$ с большой вероятностью будут проверены в будущих высокоточных экспериментах по детектированию астрофизическими нейтрино. Как показано в [106, 107], при регистрации потоков нейтрино от сверхновых в эксперименте JUNO и других экспериментах с гигантскими размерами детекторов также может быть выявлен эффект коллективных спин-флейворных осцилляций, обусловленный переходными магнитными моментами майорановских нейтрино. Существуют и другие новые возможности для визуализации магнитного момента нейтрино в экстремальных астрофизических условиях, рассмотренные недавно [73, 108], в том числе и для случая майорановских нейтрино [111].

В самой последней работе [109] мы предложили схему эксперимента для наблюдения когерентного упругого рассеяния нейтрино на атоме с использованием электронных антинейтрино от распада трития и жидкой гелиевой мишени. Указанная схема позволяет исследовать предсказываемый Стандартной моделью эффект экранировки слабого заряда ядра атомными электронами. Была также изучена чувствительность предложенной экспериментальной схемы к величине магнитного момента электронного нейтрино и показано, что при таком подходе возможно установить верхний предел на уровне

$$\mu_\nu < 7 \times 10^{-13} \mu_B$$

в 90%-м доверительном интервале. Ожидаемая чувствительность оказывается более чем на порядок лучше по сравнению с наиболее жесткими современными ограничениями, полученными из данных реакторного эксперимента GEMMA [10] и эксперимента с солнечными нейтрино Borexino [11].

Для полноты картины отметим другие возможные проявления электромагнитных свойств нейтрино (см. обзор по данной проблеме [1]), не указанные выше, такие как: 1 — радиоактивный распад нейтрино в вакууме, в веществе и в магнитном поле; 2 — нейтринное излучение Черенкова; 3 — распад плазмона на пару нейтрино-антинейтрино; 4 — спиновый свет нейтрино в веществе; 5 — квантование энергии нейтрино в магнитном поле и/или вращающейся материи. Наиболее благоприятные условия для проявления этих эффектов могут быть реализованы в различных астрофизических средах. Наконец, мы укажем на наши самые последние исследования [110] по квантовой декогеренции астрофизических нейтрино, которые могут возникнуть в результате процесса радиоактивного распада нейтрино.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-52-53022-GFEN-A).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Giunti C., Studenikin A.* // Rev. Mod. Phys. 2015. **87**. P. 531.
2. *Studenikin A.* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2009. **188**. P. 220.
3. *Studenikin A.* // PoS. 2017. **EPS-HEP2017**. P. 137.
4. *Тернов И. М., Лысов Б. А., Коровина Л. И.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1965. № 5. С. 58. (*Ternov I. M., Lysov B. A., Korovina L. I.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 1965. **5**. P. 58.)
5. *Galtsov D. V., Nikitina N. S.* // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1972. **62**. P. 2008.
6. *Ternov I. M., Rodionov V. N., Zhulego V. G., Studenikin A. I.* // Yad. Fiz. 1978. **28**. P. 1454.
7. *Borisov A. V., Zhukovsky V. C., Kurilin A. V., Ternov A. I.* // Yad. Fiz. 1985. **41**. P. 743.
8. *Obukhov I. A., Peres-Fernandes V. K., Khalilov V. R.* // Sov. Phys. J. 1985. **28**. P. 568.
9. *Fujikawa K., Shrock R.* // Phys. Rev. Lett. 1980. **45**. P. 963.
10. *Beda A., Brudanin V., Egorov V.* et al. // Adv. High Energy Phys. 2012. **2012**. P. 350150.
11. *Agostini M.* et al. (Borexino Collaboration) // Phys. Rev. D. 2017. **96**. P. 091103.
12. *Grimus W., Stockinger P.* // Phys. Rev. D. 1998. **57**. P. 1762.
13. *Beacom J. F., Vogel P.* // Phys. Rev. Lett. 1999. **83**. P. 5222.
14. *Kouzakov K., Studenikin A.* // Phys. Rev. D. 2017. **95**. P. 055013.
15. *Raffelt G.* // Phys. Rev. Lett. 1990. **64**. P. 2856.
16. *Raffelt G.* // Phys. Rep. 2000. **333**. P. 593.
17. *Viaux N., Catelan M., Stetson P. B.* et al. // Astron. & Astrophys. 2013. **558**. P. A12.
18. *Arceo-Díaz S., Schröder K.-P., Zuber K., Jack D.* // Astropart. Phys. 2015. **70**. P. 1.
19. *Bell N., Cirigliano V., Ramsey-Musolf M. J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. **95**. P. 151802.
20. *Bell N., Gorchtein M., Ramsey-Musolf M.* et al. // Phys. Lett. B. 2006. **642**. P. 377.
21. *Studenikin A.* // Europhys. Lett. 2014. **107**. P. 21001. Erratum: EPL **107**. 2014. № 3. 39901.
22. *Patrignani C.* et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. 2016. **40**. P. 100001;
23. *Tanabashi M.* et al. (PDG) // Phys. Rev. D. 2018. **98**. P. 030001; 2019 update.
24. *Raffelt G.* // Stars as laboratories for fundamental physics: The astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles. Chicago, USA: Univ. Pr., 1996.
25. *Studenikin A., Tokarev I.* // Nucl. Phys. B. 2014. **884**. P. 396.
26. *Bernabeu J., Papavassiliou J., Binosi D.* // Nucl. Phys. B. 2005. **716**. P. 352.
27. *Chen J.-W., Chi H.-C., Li H.-B.* et al. // Phys. Rev. D. 2014. **90**. P. 011301.
28. *Kopeikin V. I., Mikaelyan L. A., Sinev V. V., Fayans S. A.* // Phys. At. Nucl. 1997. **60**. P. 1859.
29. *Kouzakov K. A., Studenikin A. I.* // Phys. Lett. B. 2011. **696**. P. 252.
30. *Kouzakov K. A., Studenikin A. I., Voloshin M. B.* // Phys. Rev. D. 2011. **83**. P. 113001.
31. *Kouzakov K. A., Studenikin A. I.* // Adv. High Energy Phys. 2014. **2014**. P. 569409.
32. *Chen J.-W.* et al. // Phys. Lett. B. 2014. **731**. P. 159.
33. *Kouzakov K. A., Studenikin A. I.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2014. **11**. P. 458.
34. *Freedman D. Z.* // Phys. Rev. D. 1974. **9**. P. 1389.
35. *Freedman D. Z., Schramm D. N., Tubbs D. L.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1977. **27**. P. 167.
36. *Drukier A., Stodolsky L.* // Phys. Rev. D. 1984. **30**. P. 2295.
37. *Akimov D.* et al. (COHERENT) // Science. 2017. **357**. 1123.
38. *Cadeddu M., Giunti C., Li Y. F., Zhang Y. Y.* // Phys. Rev. Lett. 2018. **120**. 072501.
39. *Papoulias D. K., Kosmas T. S.* // Phys. Rev. D. 2018. **97**. P. 033003.
40. *Coloma P., Gonzalez-Garcia M. C., Maltoni M., Schwetz T.* // Phys. Rev. D. 2017. **96**. P. 115007.
41. *Liao J., Marfatia D.* // Phys. Lett. B. 2017. **775**. P. 54.
42. *Denton P. B., Farzan Y., Shoemaker I. M.* // JHEP. 2018. **1807**. P. 037.
43. *Aristizabal Sierra D., De Romeri V., Rojas N.* // Phys. Rev. D. 2018. **98**. 075018.
44. *Cadeddu M., Dordei F.* // Phys. Rev. D. 2019. **99**. P. 033010.
45. *Cadeddu M., Giunti C., Kouzakov K.* et al. // Phys. Rev. D. 2018. **98**. P. 113010.
46. *Giunti C., Kouzakov K., Li Y. F.* et al. // Annalen der Phys. 2016. **528**. P. 198.
47. *Piekarewicz J., Linero A. R., Giuliani P., Chicken E.* // Phys. Rev. C. 2016. **94**. P. 034316.

48. *Helm R. H.* // Phys. Rev. 1956. **104**. P. 1466.
49. *Cadeddu M., Giunti C., Kouzakov K.* et al. // Phys. Rev. D. 2020. **101**. P. 059902(E).
50. *Pontecorvo B.* // Sov. Phys. JETP. 1957. **6**. P. 429. (*Понтекорво Б.* // ЖЭТФ. 1957. **33** С. 549).
51. *Pontecorvo B.* // Sov. Phys. JETP. 1958. **7**. P. 172. (*Понтекорво Б.* // ЖЭТФ. 1957. **34**. С. 247); JINR Preprint P-45. Dubna, 1957.
52. *Bilenky S.* // Nucl. Phys. B. 2016. **908**. P. 2.
53. *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.* // Prog. Theor. Phys. 1962. **28**. P. 870.
54. *Gribov V. N., Pontecorvo B.* // Phys. Lett. 1969. **28B**. P. 493.
55. *Bilenky S. M., Pontecorvo B.* // Phys. Lett. 1976. **61B**. P. 248.
56. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. D. 1978. **17**. P. 2369.
57. *Mikheev S. P., Smirnov A. Y.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. **42**. P. 913. (*Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* // Ядерная физика. 1985. **42**. С. 1441).
58. *Cisneros A.* // Astrophys. Space Sci. 1971. **10**. P. 87.
59. *Schechter J., Valle J. W. F.* // Phys. Rev. D. 1981. **24**. P. 1883.
60. *Okun L., Voloshin M., Vysotsky M.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. **44**. P. 440.
61. *Akhmedov E.* Phys. Lett. B. 1988. **213**. P. 64.
62. *Lim C. S., Marciano W. J.* // Phys. Rev. D. 1988. **37**. P. 1368.
63. *Akhmedov E., Khlopov M.* // Mod. Phys. Lett. A. 1988. **3**. P. 451.
64. *Vidal J., Wudka J.* // Phys. Lett. B. 1990. **249**. P. 473.
65. *Smirnov A. Y.* // Phys. Lett. B. 1991. **260**. P. 161.
66. *Akhmedov E. K., Petcov S. T., Smirnov A. Y.* // Phys. Rev. D. 1993. **48**. P. 2167.
67. *Likhachev G. G., Studenikin A. I.* // J. Exp. Theor. Phys. 1995. **81**. P. 419. (*Лихачев Г. Г., Студеникин А. И.* // ЖЭТФ. 1995. **108**. С. 769).
68. *Dvornikov M.* // J. Phys. G. 2008. **35**. P. 025003.
69. *Dmitriev A., Fabricatore R., Studenikin A.* // PoS. 2015. **CORFU 2014**. P. 050.
70. *Studenikin A.* // EPJ Web Conf. 2016. **125**. P. 04018.
71. *Popov A., Studenikin A.* // arXiv:1803.05755 [hep-ph].
72. *Popov A., Studenikin A.* // Eur. Phys. J. C. 2019. **79**. P. 144.
73. *Kurashvili P., Kouzakov K., Chotorlishvili L., Studenikin A.* // Phys. Rev. D. 2017. **96**. P. 103017.
74. *Egorov A., Lobanov A., Studenikin A.* // Phys. Lett. B. 2000. **491**. P. 137.
75. *Lobanov A., Studenikin A.* // Phys. Lett. B. 2001. **515**. P. 94.
76. *Dvornikov M. S., Studenikin A. I.* // Phys. Atom. Nucl. 2001. **64**. P. 1624. [Ядерная физика. 2001. **64**. С. 1705.]
77. *Dvornikov M. S., Studenikin A. I.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. **67**. P. 719. [Ядерная физика. 2004. **67**. С. 741.]
78. *Dvornikov M., Studenikin A.* // JHEP. 2002. **09**. P. 016.
79. *Fabricatore R., Grigoriev A., Studenikin A.* // J. Phys. Conf. Ser. 2016. **718**. P. 062058.
80. *Thomson M.* // Modern Particle Physics. Cambridge University Press, 2013.
81. *Ternov I. M., Bagrov V. G., Khapaev A. M.* // JETP. 1965. **21**. P. 613.
82. *Potekhin A. Y., Pons J. A., Page D.* // Space Sci. Rev. 2015. **191**. P. 239.
83. *Dvornikov M., Maalampi J.* // Phys. Lett. B. 2007. **657**. P. 217.
84. *Studenikin A.* // EPJ Web Conf. 2016. **125**. P. 04018.
85. *Akhmedov E. K., Pulido J.* // Phys. Lett. B. 2003. **553**. P. 7.
86. *Studenikin A.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. **67**. P. 993.
87. *Studenikin A.* arXiv:1610.06563 [hep-ph].
88. *Studenikin A.* // J. Phys. Conf. Ser. 2016. **718**. P. 062076.
89. *Cirigliano V., Fuller G., Vlasenko A.* // Phys. Lett. B. 2015. **747**. P. 27.
90. *Volpe C.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2015. **24**. P. 1541009.
91. *Kartavtsev A., Raffelt G., Vogel H.* // Phys. Rev. D. 2015. **91**. P. 125020.
92. *Dobrynina A., Kartavtsev A., Raffelt G.* // Phys. Rev. D. 2016. **93**. P. 125030.
93. *Tian J. Y., Patwardhan A. V., Fuller G. M.* // Phys. Rev. D. 2017. **95**. P. 063004.
94. *Pustoshny P., Studenikin A.* // Phys. Rev. D. 2018. **98**. P. 113009.
95. *Chukhnova A. V., Lobanov A. E.* // Phys. Rev. D. 2020. **101**. P. 013003.
96. *Ternov A. I.* // Phys. Rev. D. 2016. **94**. P. 093008.
97. *Studenikin A.* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2005. **143**. P. 570.; Frascati Phys. Ser. 2004. **34**. P. 155.
98. *Studenikin A.* // PoS NOW. 2017. **2016**. P. 070.
99. *Studenikin A.* // Nuovo Cim. C. 2019. **42**. N 6. P. 2020-10.
100. *Studenikin A.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. **1468**. P. 012196.
101. *Grigoriev A., Lobanov A., Studenikin A.* Phys. Lett. B. 2002. **535**. P. 187.
102. *Miranda O., Papoulias D., Tyrtola M., Valle J. W. F.* // JHEP. 2019. **1907**. P. 103.
103. *Cadeddu M., Dordei F., Giunti C.* et al. // Phys. Rev. D. 2020. **101**. P. 033004.
104. *de Gouvea A., Shalgar S.* // JCAP. 2012. **1210**. P. 027; JCAP. 2013. **1304**. P. 018.
105. *de Gouvea A., Shalgar S.* // JCAP. 2013. **1304**. P. 018.
106. *An F.* et al. (JUNO Coll.) // J. Phys. G. 2016. **43**. P. 030401.
107. *Lu J. S., Li Y.-F., Zhou S.* // Phys. Rev. D. 2016. **94**. P. 023006.
108. *Grigoriev A., Lohkov A., Studenikin A., Ternov A.* // JCAP. 2017. **1711**. P. 024.
109. *Cadeddu M., Dordei F., Giunti C.* et al. // Phys. Rev. D. 2019. **100**. P. 073014.
110. *Stankevich K., Studenikin A.* // Phys. Rev. D. 2020. **101**. P. 056004.
111. *Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A.* // Phys. Atom. Nucl. 2006. **69**. P. 1940.

The Electromagnetic Properties of the Neutrino as a Window to New Physics

A. I. Studenikin^{1,3,a}, K. A. Kouzakov^{2,b}

¹Department of Theoretical Physics; ²Department of Nuclear Physics and Quantum Theory of Collisions, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

³Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 141980, Moscow Region, Russia.

E-mail: ^astudenik@srd.sinp.msu.ru, ^bkouzakov@srd.sinp.msu.ru.

An overview of the problem of the neutrino electromagnetic properties along with the contributions of the neutrino physics research group of Moscow State University to the investigation of this problem is presented.

Keywords: neutrino, the electromagnetic properties of the neutrino, new physics.

PACS: 14.60.Pq.

Received 22 July 2020.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2020. **75**, No. 5. Pp. 379–397.

Сведения об авторах

1. Студеникин Александр Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495) 939-16-17, e-mail: studenik@srd.sinp.msu.ru.
2. Кузаков Константин Алексеевич — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-24-65, e-mail: kouzakov@srd.sinp.msu.ru.