
Физика

УДК 539.123, 539.12.01

Замечания по проблеме прохождения нейтрино через вещество

Х. М. Бештоев

*Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жюлио Кюри, д. 6, г. Дубна, Московская область, Россия, 141980*

Представлен критический анализ механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе в двух различных подходах.

Первый подход основывается на том, что слабые взаимодействия являются кирально инвариантными и поэтому эти взаимодействия не могут генерировать массу нейтрино при обмене W бозоном. Тогда изменится только импульс, а не масса нейтрино, и усиление осцилляций нейтрино в веществе не должно возникать.

Второй подход основывается на том, что в уравнении Вольфенштейна, из которого получается резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе, предполагается изменение энергии нейтрино вместе с его массой, а его импульс остаётся неизменным. На самом деле если энергия нейтрино в веществе изменяется, то и его импульс также должен измениться. В этом случае в решении уравнения отсутствует заметное усиление осцилляций нейтрино в солнечном веществе.

Изучен экспериментальный статус механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе по усилению осцилляции нейтрино в солнечном веществе и по так называемому эффекту «День–Ночь». В экспериментальных данных по обнаружению усиления осцилляции нейтрино в солнечном веществе отсутствуют указания на наличие усиления. Обнаружение эффекта «День–Ночь» является важным, так как это является прямой проверкой резонансного механизма. Но в имеющихся экспериментальных данных также отсутствует указание на реализацию этого эффекта.

Ключевые слова: слабые взаимодействия, нейтрино, нейтрино в веществе, осцилляции нейтрино, усиление осцилляции нейтрино в веществе, масса нейтрино, масса нейтрино в веществе, энергия взаимодействия нейтрино в веществе.

1. Введение

Предположение о том, что по аналогии с K^0 , \bar{K}^0 могут быть нейтрино-антинейтринные осцилляции ($\nu \rightarrow \bar{\nu}$), было выдвинуто Б. Понтекорво [1, 2] в 1957 г. Впоследствии Маки и др. [3] и Б. Понтекорво [4] было выдвинуто предположение о том, что могут иметь место смешивания (осцилляций) между нейтрино различных типов (т. е. $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переходы).

Первый эксперимент [5] по солнечным нейтрино показал, что имеет место дефицит солнечных нейтрино, т. е. поток солнечных нейтрино, измеренный на этом эксперименте, в несколько раз меньше, чем поток подсчитанный по Стандартной солнечной модели [6, 7]. Последующие эксперименты и теоретические расчёты подтвердили наличие дефицита солнечных нейтрино [8–10].

Измерение потока нейтрино в реакторных и ускорительных экспериментах [11], проведённые на небольших расстояниях, показали, что дефицит нейтрино отсутствует. Тогда этот результат был интерпретирован как указание на то, что угол вакуумного смешивания является очень маленьким (последующие эксперименты показали [12, 13], что эти углы являются большими и близки к максимальным значениям). В связи с этим возник вопрос: с чем связан дефицит солнечных нейтрино? В 1978 году появилась работа Л. Вольфенштейна [14], где было предложено уравнение для описания прохождения нейтрино в веществе (впоследствии это

уравнение получило имя автора). В рамках этого уравнения при слабых взаимодействиях нейтрино в веществе возникает усиление осцилляций нейтрино (критические замечания к этому уравнению смотри в [15–17]). Этот механизм усиления осцилляций нейтрино в веществе привлёк внимание физиков, занимающихся нейтрино, после публикации работы [18, 19] С. Михеева и А. Смирнова, где было показано, что в рамках этого уравнения резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе будет иметь место. Также стало ясно, что адиабатические нейтринные переходы в веществе могут возникать [20, 21], если эффективные массы нейтрино в веществе изменяются.

Эта работа посвящена критическому анализу механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе. Этот анализ выполняется в двух подходах. Первый подход основывается на том, что слабые взаимодействия являются кирально инвариантными и поэтому не могут генерировать массу нейтрино при обмене W бозоном. Тогда усиление осцилляций нейтрино в веществе не должно возникать. Вторым подходом основан на том, что в уравнении Вольфенштейна, предполагается, что в веществе энергия и масса нейтрино изменяется, а его импульс остаётся неизменным. Это неправильно, так как если энергия нейтрино в веществе изменяется, то и его импульс также должен измениться. Очевидно, нужно учесть изменение импульса нейтрино в веществе.

Далее изучается экспериментальный статус механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе.

2. Почему механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе не может реализоваться в рамках стандартных слабых взаимодействий?

В модели электрослабых взаимодействий слабые взаимодействия являются кирально (правые компонента фермионов не принимают участия) и калибровочно инвариантными [22–24]. Киральная инвариантность слабых взаимодействий автоматический означает, что эти взаимодействия не могут генерировать массы фермионов (нейтрино). Этот результат давно и хорошо известен, так как лежит в основе модели слабых взаимодействий. То же самое происходит в слабых взаимодействиях с участием W бозона. Массы в этой модели генерируются с помощью механизма Хиггса [25–28].

Для реализации механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе, получаемом из уравнения Вольфенштейна [14], необходимо, чтобы разность масс между электронным и мюонным нейтрино генерировалась в слабых взаимодействиях при обмене W бозоном. Условие для возникновения резонанса имеет следующий вид (см. выражения (5), (9)):

$$\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 = 2E^{\text{res}}W / \cos 2\vartheta, \quad (1)$$

где m_{21} — массы ν_1, ν_2 нейтрино, E^{res} — энергия нейтрино при резонансе, W — энергия взаимодействия нейтрино с веществом, ϑ — вакуумный угол смешивания нейтрино.

Так как слабые взаимодействия не могут генерировать массу, то при формулировке уравнения Вольфенштейна нужно предположить, что слабые взаимодействия могут генерировать массу, т. е. механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе основан на этом предположении.

А что получится, если мы строго будем следовать тому, что слабые взаимодействия не могут генерировать массы нейтрино? Если энергия нейтрино в вакууме есть $E = \sqrt{p^2 + M^2}$, а энергия взаимодействия нейтрино в веществе есть W , то энергия нейтрино $E' = \sqrt{p'^2 + M'^2}$ в веществе есть:

$$E' = E + W, \quad (2)$$

где p' , M' — соответственно, импульс и масса нейтрино в веществе. Так как $E \gg W$, то скорость нейтрино в веществе изменится незначительно. Возмущение, вызванное нейтрино в веществе, будет двигаться вместе с ним вперёд. Как уже было отмечено, так как слабые взаимодействия не могут генерировать массы за счёт обмена W бозоном, то масса нейтрино в веществе не изменится $M' = M$. Тогда, возводя (2) в квадрат, получим

$$E'^2 = p'^2 + M^2 = (E + W)^2 = p^2 + M^2 + 2W\sqrt{p^2 + M^2} + W^2. \quad (3)$$

Учитывая, что $p^2 \gg M^2$, из выражения (3) получим $p'^2 = (p + W)^2$, или $p' = p + W$, т. е. раз в рамках стандартных слабых взаимодействий масса нейтрино не изменяется, то условие резонанса (1) не будет выполняться и тогда не должно возникнуть усиление осцилляций нейтрино в веществе. В этом случае энергия взаимодействия нейтрино с веществом пойдёт на изменение импульса нейтрино, а не на изменение эффективной массы нейтрино. Тогда длина осцилляций нейтрино в веществе изменится на небольшую величину

$$L = \frac{4\pi p' \hbar}{\Delta m_{21}^2 c^3}.$$

Перейдём к рассмотрению второго подхода по критическому анализу механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе.

3. Механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе и критические замечания к этому механизму

Сперва рассмотрим механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе, а потом перейдём к обсуждению критических замечаний к этому механизму.

3.1. Механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе

Для описания осцилляции нейтрино в веществе Вольфенштейном было предложено уравнение [14], которое названо именем автора,

$$i \frac{d\nu_{ph}}{dt} = (E + W)\nu_{ph} = \left(p\hat{I} + \frac{\hat{M}^2}{2p} + \hat{W} \right) \nu_{ph}, \quad (4)$$

где $E = \sqrt{p^2 + m^2} \simeq pI + \frac{M^2}{2p} + W$, p , \hat{M}^2 , \hat{W} — импульс, квадрат массовой матрицы нейтрино в вакууме и матрица, учитывающая взаимодействие нейтрино с веществом,

$$\nu_{ph} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}; \quad \hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{M}^2 = \begin{pmatrix} m_{\nu_e \nu_e}^2 & m_{\nu_e \nu_\mu}^2 \\ m_{\nu_\mu \nu_e}^2 & m_{\nu_\mu \nu_\mu}^2 \end{pmatrix}.$$

В уравнении (4) предполагается, что импульс нейтрино в веществе не изменяется, а изменяется только его энергия. Надо отметить, что такое в рамках общепринятой физики не может иметь место. Если энергия нейтрино в веществе изменяется, то и его импульс также должен измениться. Тогда это уравнение сформулировано некорректно и нужно его переформулировать в корректной форме, где учитывается изменение импульса нейтрино в веществе. К этому вопросу мы вернёмся позже, а теперь продолжим рассмотрение этого уравнения и приведём его решение.

Энергия E взаимодействия нейтрино в веществе есть:

$$E \approx W = \sqrt{2}G_F N_e, \quad W = 7,6 \left(\frac{N_e}{n_0} \right) \cdot 10^{-14} \text{ эВ},$$

где N_e — плотность электронов в веществе, а n_0 — число Авогадро. Для Солнца (плотность 1–200) $E^{\text{SUN}} \approx 10^{-13} \div 10^{-11}$ эВ.

Массы электронного ν_e и ν_μ , ν_τ нейтрино являются различными. Но предполагается, что при подходящих плотностях вещества эта разница может компенсироваться за счёт взаимодействия в веществе. Тогда возникнет резонансное усиление осцилляций нейтрино [14, 20, 21]. Выражение для $\sin^2 2\vartheta_m$ имеет следующий вид:

$$\sin^2 2\vartheta_m = \sin^2 2\vartheta \cdot \left[\left(\cos 2\vartheta - \frac{L_0}{L^0} \right)^2 + \sin^2 2\vartheta \right]^{-1}, \quad (5)$$

где $\sin^2 2\vartheta_m$ и $\sin^2 2\vartheta$ характеризуют смешивание нейтрино и в вакууме, и в веществе, L_0 и L^0 — длина осцилляций нейтрино в веществе и дифракционная длина в веществе соответственно:

$$L_0 = \frac{4\pi E_\nu \hbar}{\Delta m^2 c^3}, \quad L^0 = \frac{\sqrt{2}\pi \hbar c}{G_F N_e},$$

где E_ν — энергия нейтрино, $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ — разность квадратов масс нейтрино, c — скорость света, \hbar — константа Планка.

Вероятность перехода $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ нейтрино определяется следующим выражением ($E \simeq pc$):

$$P(E, t, \dots) = 1 - \sin^2 2\vartheta_m \sin^2 \frac{2\pi ct}{L_m},$$

где $L_m = \frac{\sin 2\vartheta_m}{\sin 2\vartheta} L_0$.

Так как в этом уравнении считается, что в веществе изменяется только масса нейтрино, а импульс остаётся неизменным, то мы можем записать энергию релятивистского нейтрино $\hat{E}' = \hat{E} + \hat{W}$ в веществе в следующем виде ($v \simeq c$):

$$\hat{E}' = \sqrt{p^2 + \hat{M}'^2} \simeq p\hat{I} + \frac{\hat{M}'^2}{2p} \equiv p\hat{I} + \frac{\hat{M}^2}{2p} + \hat{W},$$

отсюда $\hat{M}'^2 = \hat{M}^2 + 2p\hat{W}$. Выражение для W есть $W = \sqrt{2}G_F n_e$ [14, 18, 19].

Интересно проследить за тем, каким образом можно получить резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе. Для этого нужно предположить, что импульс нейтрино в веществе не изменяется, а изменяется только масса нейтрино. Тогда $p' = p$

$$E' = \sqrt{p^2 + M^2} + W = \sqrt{p^2 + M'^2}. \quad (6)$$

Возведя выражение (6) в квадрат и пренебрегая малыми членами, получаем

$$M'^2 = M^2 + 2pW,$$

а энергия нейтрино E' в веществе есть:

$$E' \simeq p + M^2/2p + W. \quad (7)$$

Резонансное усиление в веществе обычно получают из уравнения Вольфенштейна (4) при использовании выражения (7) для значения энергии в веществе.

3.2. Критические замечания к механизму резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе

Условие для резонанса в веществе возникает при $\cos 2\vartheta \cong \frac{L_0}{L^0}$, $\sin^2 2\vartheta_m \cong 1$, $\vartheta_m \cong \frac{\pi}{4}$ (см. (5)). Выражение (5) можно переписать в следующем виде (отрицательный знак включён в разность масс и $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$):

$$\sqrt{2}G_F n_e = \frac{\Delta m^2}{2E_{\nu_e}^{\text{res}}} \cos 2\vartheta, \quad (8)$$

или

$$E_{\nu}^{\text{res}} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\vartheta}{2W}, \quad \Delta m^2 - \frac{2E_{\nu}^{\text{res}}W}{\cos 2\vartheta} = 0. \quad (9)$$

Если мы рассматриваем $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ переходы и будем использовать данные, полученные в KamLAND [29] для этого перехода

$$\text{tg}^2 \vartheta_{12} = 0,56(+0,10; -0,07)(stat)(+0,1, -0,06)(syst), \quad \vartheta = 36,8^\circ,$$

$$\Delta m_{12}^2 = 7,58(+0,14; -0,13)(stat) \pm 0,15(syst) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad (10)$$

тогда при $W^{\text{Sun, res}} = 5 \times 10^{-12}$ эВ (выбираем на солнце плотность $n_e^{\text{res}} = 63,8n_0$) из (9) получим величину резонансной энергии электронного нейтрино

$$E_{\nu}^{\text{res}} = 2,14 \times 10^6 \text{ эВ} = 2,14 \text{ МэВ}. \quad (11)$$

Выражения (8)–(11) означают, что при прохождении электронного нейтрино с энергией $E_{\nu} = 2,14$ МэВ через солнечное вещество с плотностью $n_e^{\text{res}} = 63,8n_0$ ($W^{\text{Sun, res}} = 5 \times 10^{-12}$ эВ) эффективная масса электронного нейтрино становится равной массе мюонного нейтрино и в результате возникает резонансный переход электронного нейтрино в мюонное. В этом случае квадрат массы ν_1 нейтрино изменится на величину $\Delta m_{12}^2 = 7,58 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ ($m_2 > m_1$), т.е. эффективная масса ν_1 нейтрино будет $m_{1, \text{eff}}^2 \simeq m_1^2 + 7,58 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$. Добавочный вклад к квадрату массы ν_1 нейтрино, равный $7,58 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$, возник в результате взаимодействия электронного нейтрино с веществом, и энергия этого взаимодействия есть $W^{\text{Sun, res}} = 5 \times 10^{-12}$ эВ. При этом $m_{1, \text{matt}}^2 \approx m_2^2$ (в действительности должно выполняться равенство $m_{\nu_e}^{\text{matt}} \simeq m_{\nu_\mu}$), т.е. первичное ультрарелятивистское электронное нейтрино с энергией $E_{\nu} = 2,14 \times 10^6$ эВ в результате взаимодействия с веществом с энергией $W^{\text{Sun, res}} = 5 \times 10^{-12}$ эВ получило приращение к массе, равное $\delta m \approx \sqrt{7,58 \times 10^{-5}} \text{ эВ} = 0,87 \times 10^{-2} \text{ эВ}$. Мизерная энергия поляризации $W^{\text{Sun, res}} = 5 \times 10^{-12}$ эВ привела к огромному изменению эффективной массы электронного нейтрино. В рамках физики такой процесс невозможен, когда такая мизерная энергия приводит к изменению массы нейтрино на много порядков больше, чем сама энергия.

Теперь в рамках релятивистской механики оценим возможное изменение эффективной массы нейтрино за счёт энергии взаимодействия нейтрино с веществом — W . Так как возмущение, вызванное нейтрино, движется вместе с ним, то изменение эффективной массы нейтрино будет определяться следующим выражением:

$$E' = E + W = M\gamma + W = \left(M + \frac{W}{\gamma}\right)\gamma = (M + \delta m)\gamma = M'\gamma,$$

где $\delta m = W/\gamma$, γ — обычный релятивистский фактор, так как $E \gg W$, а масса нейтрино маленькая, то $v \simeq c$. При этом $\gamma \gg 1$. Изменение эффективной массы нейтрино будет $\delta m = \frac{W}{\gamma}$. Это очень маленькая величина. Тогда изменение квадратичной массы δM^2 будет

$$M'^2 = (M + \delta m)^2 \simeq M^2 + 2M\delta m \rightarrow \delta M^2 \simeq 2M\delta m.$$

Это изменение на много порядков величины меньше, чем изменение эффективной массы нейтрино, полученное из уравнения (4), где $M'^2 = M^2 + 2pW$, $\delta M^2 = 2pW = 2M\gamma W = M\delta M$, $\delta M = 2\gamma W$, а отношение между изменениями масс в этих подходах есть:

$$\frac{\delta M}{\delta m} = (\gamma W) \frac{\gamma}{W} = \gamma^2 = \left(\frac{p^2}{m^2} \right).$$

Если выбрать $E = 5 \cdot 10^6$ эВ и $m_\nu \approx 1$ эВ, то $\delta M/(\delta m) \approx 10^{12}$. Как отмечалось выше, от мизерной энергии взаимодействия нейтрино в веществе порядка 10^{-12} эВ такое огромное изменение эффективной массы нейтрино, как δM , не может возникать. Но оно не должно быть больше, чем сама энергия, которая производит это изменение. Надо иметь в виду, что реакция (поляризация), вызываемая нейтрино, должна двигаться вместе с электронным нейтрино, и из-за малости энергии $W^{\text{Sun, res}}$ изменение скорости нейтрино будет мизерной. Итак, мы пришли к заключению, что уравнение Вольфенштейна в виде (4) даёт изменение массы нейтрино, которое является недопустимым в рамках релятивистской механики. Надо иметь в виду, что энергия взаимодействия W есть полная энергия взаимодействия нейтрино с веществом, а не энергия взаимодействия нейтрино в покое.

4. Учёт в уравнении Вольфенштейна изменения не только энергии и массы нейтрино, но также его импульса в веществе

Для устранения отмеченного недостатка необходимо учесть, что при изменении энергии нейтрино в веществе также должен измениться его импульс. Недостаток, наподобие того, что возникло выше, давно известен в релятивистской ядерной и атомной физике. Для разрешения таких типов недостатков был предложен общий подход, который получил название «Дираковский метод прямого взаимодействия» [30, 31].

Чтобы решить эту проблему, необходимо вычислить полную энергию W взаимодействия нейтрино с веществом и учесть закон сохранения энергии-импульса в вакууме (p, M) и в веществе (p', M') и распределить энергию взаимодействия нейтрино в веществе между его массой и импульсом. Итак, энергия нейтрино в веществе есть $E' = E + W$, и (так как реакция вещества движется вместе с нейтрино, то $p_W = Wv_\nu$) $p' = p + p_W$, так как $p^2 \gg M^2$, то тогда нейтрино является ультрарелятивистской частицей и $v_\nu \simeq c$ (c — скорость света) и $p_W \simeq W$:

$$p' \simeq p + W. \quad (12)$$

Тогда выражение для энергии нейтрино в веществе после учёта (12) принимает следующий вид:

$$\sqrt{p^2 + M^2} + W = \sqrt{p'^2 + M'^2}. \quad (13)$$

Возведя это выражение в квадрат и учитывая, что $p'^2 = (p + W)^2$, получаем

$$\rightarrow p^2 + M^2 + 2W\sqrt{p^2 + M^2} + W^2 = M'^2 + p'^2 \equiv M'^2 + p^2 + 2pW + W^2, \quad (14)$$

Далее учитывая, что $p^2 \gg M^2$, из выражения (14) получаем

$$M'^2 - M^2 \simeq Wp \left(\frac{M^2}{p^2} \right) \rightarrow M'^2 \simeq M^2 + Wp \left(\frac{M^2}{p^2} \right). \quad (15)$$

Если учесть, что $p^2 \gg M^2$ и $W \approx 10^{-12}$, то из (15) получаем:

$$M'^2 \simeq M^2 + Wp \left(\frac{M^2}{p^2} \right) \simeq M^2. \quad (16)$$

В этом случае уравнение для нейтрино в веществе имеет тот же самый вид, что и уравнение Вольфенштейна (4)

$$i \frac{d\nu_{Ph}}{dt} = (\sqrt{p'^2 + M'^2}) \nu_{Ph}.$$

Далее, используя, что $\sqrt{p'^2 + M'^2} \simeq \left(p' \hat{I} + \frac{\hat{M}'^2}{2p'} \right)$ и выражение (15), получим:

$$i \frac{d\nu_{Ph}}{dt} = \left(p' \hat{I} + \frac{\hat{M}'^2 + Wp \left(\frac{M^2}{p^2} \right)}{2p'} \right) \nu_{Ph}$$

Или учитывая выражение (16), или, что член $Wp \left(\frac{M^2}{p^2} \right)$ является малой величиной, получим следующее уравнение

$$i \frac{d\nu_{Ph}}{dt} = \left(p' \hat{I} + \frac{M^2}{2p'} \right) \nu_{Ph},$$

где $p' = (p + W)$ — импульс нейтрино в веществе. Выражение для вероятности перехода нейтрино в этом случае имеет следующий вид:

$$P(E', t, \dots) = 1 - \sin^2 2\vartheta' \sin^2 \frac{\pi ct}{L_0''},$$

где $E' \simeq p'c$ и $L_0'' = \frac{\sin 2\vartheta'}{\sin 2\vartheta} L_0'$, и так как $M'^2 \simeq M^2$, то $\sin \vartheta \simeq \sin \vartheta'$, $L_0'' \simeq L_0'$,

$$L_0' = \frac{4\pi E'_\nu \hbar}{\Delta m^2 c^3}, \quad \sin^2 2\vartheta' \simeq \sin^2 2\vartheta.$$

Итак, в этом случае из-за того, что изменение эффективной массы нейтрино в веществе является очень маленькой величиной, то сколь-нибудь заметное изменение угла смешивания в солнечном веществе не возникает. Имеет место только очень небольшое изменение длины осцилляций нейтрино из-за изменения импульса нейтрино в веществе. Итак: если учесть не только закон сохранения энергии, но также закон сохранения импульса в веществе, то в солнечном веществе не возникает какое-либо заметное усиление осцилляций нейтрино.

Использование резонансного механизма для описания поведения солнечных нейтрино является проверкой гипотезы: можно ли объяснить поведение солнечных нейтрино с помощью этого механизма? Но это не является способом прямой проверки этого механизма. Прямой проверкой резонансного механизма является поиск и обнаружение эффекта «День-Ночь». Перейдём к рассмотрению экспериментального статуса резонансного механизма.

4.1. Экспериментальный статус резонансного механизма

Теперь приступим к краткому рассмотрению экспериментального статуса этого резонансного механизма.

На рис. 1 показан относительный поток солнечных нейтрино, измеренный на экспериментах SAGE [32], GNO [33], Chlorine [34], SNO [35] и СуперКамиоканде [36–38].

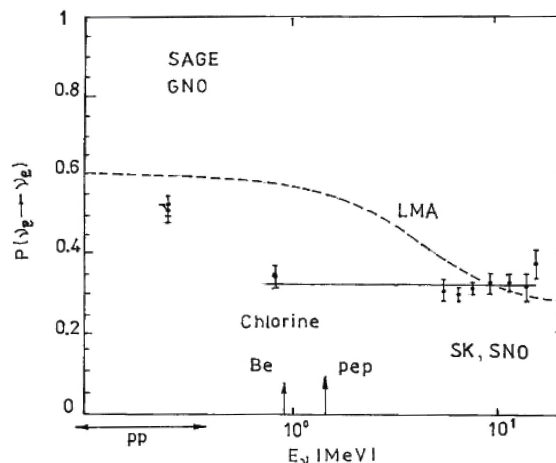


Рис. 1. Относительный спектр электронных солнечных нейтрино $P_{\nu_e\nu_e}$ в зависимости от энергии нейтрино E_{ν_e} . Точки соответствуют экспериментальным данным, полученным в SAGE, GNO, Chlorine, SNO и Супер-Камиоканде. Штрихованная кривая есть профиль MCB эффекта

Штрихованная кривая на рис. 1 есть профиль резонансного (MCB) эффекта [39]. На этом рисунке не нанесено измерение, выполненное в ходе эксперимента Borexino. Последний результат этого эксперимента есть [40] $P_{\nu_e\nu_e}(E = 0,862 \text{ МэВ}) = 0,51$. Эта величина практически совпадает с данными SAGE, GNO, показанными на рис. 1. Из сравнения экспериментальных данных с расчётом по резонансному механизму можно сделать вывод: резонансный механизм не находит подтверждение в этих экспериментальных данных.

Прямой проверкой резонансного механизма является обнаружение так называемого эффекта День–Ночь. Днём мы смотрим прямо на солнце, а ночью нейтрино проходят через землю, и если резонансный механизм реализуется, то мы должны увидеть разницу между потоками нейтрино. Расчёты показывают, что $A = \frac{D-N}{D+N}$ должна быть отрицательной и достаточно большой величиной ($\approx 6 \div 10\%$). В настоящее время были получены результаты в трёх экспериментах:

1. SuperKamiokande [41] ($E_\nu = 5 \div 12 \text{ МэВ}$): $A = -0,018 \pm 0,0016(stat.) \pm 0,013(syst)$;
2. SNO [42] ($E_\nu = 6 \div 12 \text{ МэВ}$): $A = +0,07 \pm 0,049(stat.) \pm 0,013(syst)$;
3. Borexino [43] ($E_\nu = 0,862 \text{ МэВ}$): $A = +0,001 \pm 0,012(stat.) \pm 0,007(syst)$.

Во всех этих экспериментах было получено заключение: никакие указания на наличие эффекта «День–Ночь» не обнаружено. Всё это находится в полном соответствии с полученным в нашем анализе результатом. При формулировке уравнения Вольфенштейна не учтено изменение импульса нейтрино в веществе, и поэтому возникло усиление осцилляций в веществе. Если учесть это, то ввиду малости энергии взаимодействия нейтрино с веществом сколь-нибудь заметное усиление осцилляций нейтрино в солнечном веществе не возникает. Это получено в предположении, что слабые взаимодействия могут генерировать массы нейтрино.

5. Заключение

Стандартные слабые взаимодействия, составная часть модели электрослабых взаимодействий, являются кирально инвариантными [22–24]. В этих взаимодействиях правые компоненты фермионов не принимают участия. Это означает, что слабые взаимодействия не могут генерировать массы фермионов (нейтрино). Массы в этой модели генерируются с помощью механизма Хиггса [25–28]. С другой стороны, для возникновения резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе необходимо, чтобы энергия взаимодействия нейтрино с веществом перекачивалась на изменение массы нейтрино. Поэтому при формулировке уравнения Вольфенштейна предполагается, что слабые взаимодействия могут генерировать массы.

В работе был проведён критический анализ механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе в двух подходах. Первый подход основан на том, что слабые взаимодействия являются кирально инвариантными, тогда эти взаимодействия не могут генерировать массу нейтрино при обмене W бозоном. Тогда усиление осцилляций нейтрино в веществе не должно возникать. В этом случае энергия взаимодействия нейтрино с веществом целиком идёт на изменение импульса нейтрино в веществе. Второй подход основывается на том, что в уравнении Вольфенштейна, из которого получается резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе, предполагается, что в веществе энергия и масса нейтрино изменяется, а его импульс остаётся неизменным. На самом деле если энергия нейтрино в веществе изменяется, то и его импульс также должен измениться. Если учесть изменение импульса нейтрино в веществе, то в решении уравнения по прохождению нейтрино в веществе отсутствует скольнибудь заметное усиление осцилляций нейтрино в солнечном веществе. Далее изучается экспериментальный статус механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе. Эти экспериментальные данные не дают указания на наличие резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе.

Литература

1. *Pontecorvo B. M.* Мезоний и антимезоний // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 33. — С. 549. [Pontecorvo B. M. Mesonium and Anti-Mesonium // Sov. Phys. JETP. — 1957. — Vol. 6. — P. 429. — (in russian).]
2. *Pontecorvo B. M.* Обратные β -процессы и несохранение лептонного заряда // ЖЭТФ. — 1958. — Т. 34. — С. 247. [Pontecorvo B. M. Inverse β -processes and Nonconservation of Lepton Charge // Sov. Phys. JETP. — 1958. — Vol. 7. — P. 172–173. — (in russian).]
3. *Maki Z. et al.* Remarks on the Unified Model of Elementary Particles // Prog. Theor. Phys. — 1962. — Vol. 28. — P. 870.
4. *Pontecorvo B. M.* Нейтринные опыты и вопросы о сохранении лептонного заряда // ЖЭТФ. — 1967. — Т. 53. — С. 1717–1725. [Pontecorvo B. M. Neutrino Experiments and Questions about Conservation of Leptonic Charge // Soviet Journ. JETP. — 1968. — Vol. 26. — P. 984–988. — (in russian).]
5. *Davis R., Harmer D., Hoffman F.* Search for Neutrinos from the Sun // Phys. Rev. Letters. — 1968. — Vol. 20. — P. 1205.
6. *Bahcall J. et al.* Search for Neutrinos from the Sun // Phys. Letters. — 1968. — Vol. 26 B. — P. 359.
7. *Bahcall J., Bahcall N., Shaviv G.* Present Status of the Theoretical predictions for the ^{37}Cl Solar-Neutrino Experiment // Phys. Rev. Letters. — 1968. — Vol. 20, No 21. — P. 1209.
8. Review of Particle Properties / K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura et al. // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 66, issue 1. — P. 010001. — <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.66.010001>.
9. *Bahcall J.* Neutrino Astrophysics. — Cambridge, New York, 1989. — 223 p.

10. Proceedings of Inter. Conference Neutrino 2004. — Vol. 143. — 2005.
11. 2008. — Review of Part. Physics. — Pp. 517–525, 530–545.
12. *Eguchi K. et al.* First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance // *Phys. Rev. Letters.* — 2003. — Vol. 90. — P. 021802.
13. *Mitsui T.* First Results from KamLAND. — Vol. 1. — 2003. — P. 1221.
14. *Wolfenstein L.* Neutrino Oscillations in Matter // *Phys. Rev. D.* — 1978. — Vol. 17. — P. 2369.
15. *Beshtoev K. M.* On the Problem of Enhancement of Neutrino Oscillation in Matter // JINR E2-91-183, Dubna. — 1991. — P. 1.
16. *Beshtoev K. M.* To Neutrino Oscillation in Matter. — 1992. — P. 781.
17. *Beshtoev K. M.* On Problem of Neutrino Oscillation in Matter. — No HE-5-13, HE-5-13. — 1992.
18. *Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* Осцилляции нейтрино в среде с переменной плотностью и ν в вспышках от гравитационных коллапсов // *ЖЭТФ.* — 1985. — Т. 42. — С. 1491. [Mikheev S.P., Smirnov A.Yu. Neutrino Oscillations in a Variable-Density Medium and ν -Bursts Due to the Gravitational Collapse of Stars // *Soviet Journ. JETP.* — 1985. — Vol. 42. — P. 1491. — (in russian).]
19. *Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино // *Ядерная Физика.* — 1985. — Т. 42. — С. 1441. [Mikheev S.P., Smirnov A.Yu. Resonant Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1985. — Vol. 42. — P. 913–917. — (in russian).]
20. *Bethe H.* Possible Explanation of Solar-Neutrino Puzzle // *Phys. Rev. Letters.* — 1986. — Vol. 56. — P. 1305.
21. *Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* Резонансные осцилляции нейтрино в веществе // *УФН.* — 1987. — Т. 153. — С. 3. [Mikheev S.P., Smirnov A.Yu. Resonance Oscillations of Neutrino in Matter // *Sov. Phys. Usp.* — 1987. — Vol. 30. — P. 759–790. — (in russian).]
22. *Glashow S. L.* Partial Symmetries of Weak Interactions // *Nucl. Phys.* — 1961. — Vol. 22. — P. 579.
23. *Weinberg S.* A Model of Leptons // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Vol. 19. — P. 1264.
24. *Salam A.* Elementary Particle Physics: Realistic Group and Analycity / Ed. by N. S. (Almgvist, Wiksell). — Stockholm: 1968. — P. 367.
25. *Higgs P. W.* Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields // *Phys. Lett.* — 1964. — Vol. 12. — P. 132.
26. *Higgs P. W.* Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons // *Phys. Rev.* — 1966. — Vol. 145. — P. 1156.
27. *Englert F., Brout R.* Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — Vol. 13. — P. 321.
28. *Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B.* Global Conservation Laws and Massless Particles // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — Vol. 13. — P. 585.
29. Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND / S. Abe, T. Ebihara, S. Enomoto et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100, issue 22. — P. 221803. — <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.221803>.
30. *Dirac P. A. M.* Forms of Relativistic Dynamics // *Rev. Mod. Phys.* — 1949. — Vol. 21. — P. 392.
31. *Currie D. G. et al.* Relativistic Invariance and Hamiltonian Theories of Interacting Particles // *Rev. Mod. Phys.* — 1963. — Vol. 35. — P. 350.
32. *Gavrin V.* Solar Neutrino Result from SAGE // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2001. — Vol. 91. — P. 36.
33. *Bellotti E.* First Results from GNO // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2001. — Vol. 91. — P. 44.
34. *Davis R.* First Results from GNO // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 1994. — Vol. 32. — P. 13.

35. *Ortiz C. E. et al.* Shape of the ^8B Alpha and Neutrino Spectra // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Vol. 85. — P. 2909.
36. *Fukuda S. et al.* Solar B-8 and Hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86. — P. 5651.
37. *Fukuda S. et al.* Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters Using 1496 Days of Super-Kamiokande-I Data // Phys. Lett. B. — 2002. — Vol. 539. — P. 179.
38. *Koshio Y.* Recent Results of Solar Neutrino Measurement in Super-Kamiokande. — Vol. 1. — 2003. — P. 1225.
39. *Smirnov A. J.* Solar Neutrinos: Interpretation of Results // arXive hep-ph/020913. — 2002.
40. *Bellini G. et al.* Precision Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino // arXive, hep/exp 1104.1816v2. — 2011.
41. *Yang B. S.* Solar Neutrino Measurement at SK-III // arXive, hep-ex/0909.5469v.4. — 2009.
42. *Aharmim B. et al.* Measurement of the ν_e and Total ^8B Solar Neutrino Fluxes with the Sudbury Neutrino Observatory, Phase I Data Set // arXive, hep-ex/0610020v.1. — 2006.
43. *Bellini G. et al.* Absence of a Day–Night Asymmetry in the ^7Be Solar Neutrino Rate in Borexino // arXive, hep-ex/1104.2150v.1. — 2011.

UDC 539.123, 539.12.01

Remarks to the Problem of Neutrino Passing through Matter

Kh. M. Beshtoev

*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna
6 Joliot Curie str., Dubna, Moscow region, Russia, 141980*

A critical analysis of the mechanism of resonance amplification of neutrino oscillations in matter in two different approaches is presented.

The first approach is based on the fact that weak interactions are chiral invariant and therefore these interactions not can generate neutrino mass at the exchange of W boson. Then only the neutrino momentum changes and not the neutrino mass, and the gain of neutrino oscillations in matter should not arise.

The second approach is based on the fact that in Wolfenstein's equation, which gives the resonant amplification of neutrino oscillations in matter, it is assumed that with the change of the neutrino energy only its mass changes, and its momentum remains unchanged. In fact, if the energy neutrinos in matter changes, then its momentum must also change. In this case, in the solution of the equation there is no appreciable enhancement of neutrino oscillations in the solar matter.

Experimental status of the mechanism of resonant amplification of neutrino oscillations in matter at the enhancement of neutrino oscillations in the solar matter and at the so-called Day-Night effect. Experimental data on the detection of the gain of neutrino oscillations in solar matter have no indication on the presence of amplification. Observation of Day-Night effect is important, since it is a direct checking of the resonance mechanism. But the available experimental data also have no indication on the realization of this effect.

Key words and phrases: weak interactions, neutrino, neutrino mass, neutrino oscillations, neutrino oscillations in matter, neutrino mass in matter, enhancement of neutrino oscillations in matter, energy of neutrino interaction in matter.