

ФИЗИКА

УДК 539.123, 539.123.06

Осцилляции нейтрино в схеме смешивания зарядов (констант связей)

Х. М. Бештоев

*Объединенный институт ядерных исследований
Россия, 141980, Моск. область, Дубна, ул. Жоллио Кюри, 6*

В стандартной теории осцилляций нейтрино используется схема массовых смешиваний, т. е. параметры осцилляций выражаются через элементы массовой матрицы. В данной работе рассматриваются осцилляции нейтрино, генерированные смешиванием зарядов (констант связей слабых взаимодействий). Получены выражения для углов смешивания и длин осцилляций. Также вычислены выражения для вероятностей переходов трех нейтринных осцилляций. Осцилляции нейтрино в этой схеме (механизме) являются реальными, если массы нейтрино равны, и виртуальными, если массы нейтрино не равны.

Введение

Предположение, что, по аналогии с K^0 , $\bar{K}^0$ осцилляциями, могли бы быть нейтрино–антинейтринные осцилляции ($\nu \rightarrow \bar{\nu}$), рассматривалось Понтекорво [1] в 1957. Впоследствии Маки и др. [2] и Pontecorvo [3] предполагали, что могут быть смешивания (и осцилляции) нейтрино различных ароматов (т. е. могут существовать $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переходы).

В общем случае возможны две схемы (типы) смешивания (осцилляции) нейтрино: схема массовых смешиваний и схема зарядовых смешиваний (как это имеет место в модели векторной доминантности или при смешивании векторных бозонов в стандартной модели электрослабых взаимодействий) [4–6].

В стандартной теории осцилляции нейтрино [7–10] предполагается, что физически наблюдаемые нейтринные состояния ν_e , ν_μ , ν_τ не имеют определенные массы (в этом случае, мы не можем сформулировать закон сохранения энергии-импульса в строгой форме в реакции с участием нейтрино [4–6]) и что они прямо рождаются как суперпозиции ν_1 , ν_2 , ν_3 нейтрино.

Вопрос об осцилляции нейтрино можно рассмотреть в двух подходах.

1. Не интересуясь причиной происхождения смешивания нейтрино, можно просто сформулировать, что ν_e , ν_μ , ν_τ нейтрино сразу рождаются в суперпозиционных состояниях ν_1 , ν_2 , ν_3 нейтрино, как это формулируется в стандартном подходе [7–10]. Тогда принцип причинности будет нарушен, так как мы предполагаем, что ν_e , ν_μ , ν_τ нейтрино в момент рождения уже знают, что они превратятся в суперпозицию ν_1 , ν_2 , ν_3 нейтрино. Нарушение принципа причинности означает, что в этом процессе закон сохранения энергии-импульса не будет выполняться. Действительно, в этом подходе считается, что ν_e , ν_μ , ν_τ нейтрино не имеют определенной массы. Это означает, что мы не можем сформулировать закон сохранения энергии-импульса в точной форме.
2. Очевидно, что так как ν_e , ν_μ , ν_τ нейтрино рождаются в слабых взаимодействиях и являются собственными состояниями этих взаимодействий, то они должны иметь определенные массы, и лептонные числа должны сохраняться. Если присутствует взаимодействие, нарушающее лептонные числа, которые

имеют собственные состояния ν_1, ν_2, ν_3 , то тогда ν_e, ν_μ, ν_τ нейтрино должны превратиться в суперпозиции ν_1, ν_2, ν_3 нейтрино. В этом случае массовая матрица становится недиагональной, и эти недиагональные члены ответственны за нарушение лептонных чисел. Было показано [4–6, 11–13], что эти недиагональные члены можно интерпретировать как ширины переходов между ν_e, ν_μ, ν_τ нейтрино и что они являются ответственными за возникновение осцилляций нейтрино. При таком подходе мы можем сформулировать закон сохранения энергии-импульса в строгом виде.

В случае, если осцилляции нейтрино генерируются массовой матрицей, тогда параметры смешивания нейтрино выражаются через элементы массовой матрицы нейтрино. Массовый лагранжиан двух нейтрино (ν_e, ν_μ) имеет следующий вид (для упрощения рассматривается случай двух нейтрино)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -\frac{1}{2} [m_{\nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + m_{\nu_e \nu_\mu} (\bar{\nu}_e \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \nu_e)] \equiv \\ &\equiv -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu) \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & m_{\nu_e \nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu \nu_e} & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

который диагонализуется вращением на угол θ , и тогда этот лагранжиан (1) приобретает следующий вид (см. [7–10]):

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} [m_1 \bar{\nu}_1 \nu_1 + m_2 \bar{\nu}_2 \nu_2], \quad (2)$$

где

$$m_{1,2} = \frac{1}{2} \left[(m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu}) \pm \left((m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2 + 4m_{\nu_e \nu_\mu}^2 \right)^{1/2} \right],$$

и угол θ определяется следующим выражением

$$\operatorname{tg}(2\theta) = \frac{2m_{\nu_e \nu_\mu}}{(m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e})}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2, \\ \nu_\mu &= -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Тогда массы ν_e, ν_μ есть

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &= m_1 \cos^2 \theta + m_2 \sin^2 \theta, \\ m_{\nu_\mu} &= m_1 \sin^2 \theta + m_2 \cos^2 \theta, \end{aligned} \quad (5)$$

в отличие от первоначального предположения, что ν_e, ν_μ, μ_τ нейтрино не имеют никакой определенной массы.

Вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_e$ перехода дается следующим выражением:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2((m_2^2 - m_1^2)/2p)t, \quad (6)$$

где

$$\sin \theta = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 - \frac{|m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e}|}{\sqrt{(m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e})^2 + (2m_{\nu_e \nu_\mu})^2}} \right], \quad (7)$$

или

$$\sin^2(2\theta) = \frac{(2m_{\nu_e \nu_\mu})^2}{(m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2 + (2m_{\nu_e \nu_\mu})^2}. \quad (8)$$

Тогда недиагональный член массовой матрицы $m_{\nu_e \nu_\mu}$ в (1) может интерпретироваться как ширина $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ переходов [4–6].

В стандартной теории осцилляций нейтрино осцилляции нейтрино являются реальными, даже если массы нейтрино различаются, поэтому закон сохранения энергии и импульса нарушен. В скорректированной теории осцилляций нейтрино [11–13] законы сохранения энергии и импульса выполняются, и нейтринные осцилляции являются виртуальными, если массы нейтрино различаются, и реальными, если массы нейтрино равны.

Необходимо отметить, что в физике все процессы реализуются через динамику. К сожалению, в выше рассмотренной схеме массовых смешиваний динамика отсутствует. Вероятно, есть указание на то, что эта схема является неполной, т. е. эта схема требует физического обоснования. Ниже мы рассмотрим осцилляции нейтрино, которые появляются в схеме зарядовых (констант связей) смешиваний, т. е. при использовании динамики [4–6].

1. Осцилляции нейтрино в рамках схемы зарядовых смешиваний

Сначала мы рассматриваем случай смешивания (осцилляции) двух нейтрино, а затем перейдем к рассмотрению случая осцилляций трех нейтрино.

1.1. Случай смешивания (осцилляции) двух нейтрино в схеме зарядовых смешиваний

В этой схеме (или механизме) смешивания переходы между нейтрино может быть реализовано путем смешивания нейтринных полей по аналогии с моделью векторной доминантности ($\gamma - \rho^0$ или $Z^0 - \gamma$ смешивания), как это имеет место в физике элементарных частиц. Тогда, в случае двух нейтрино мы имеем

$$\begin{aligned}\nu_1 &= \cos \theta \nu_e - \sin \theta \nu_\mu, \\ \nu_2 &= \sin \theta \nu_e + \cos \theta \nu_\mu.\end{aligned}\tag{9}$$

Заряженный ток в стандартной модели слабых взаимодействий для двух семейств лептонов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}j^\alpha &= (\bar{e}\bar{\mu})_L \gamma^\alpha V \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \\ V &= \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix},\end{aligned}\tag{10}$$

и тогда лагранжиан взаимодействия есть

$$\mathcal{L} = \frac{\Gamma}{\sqrt{2}} j^\alpha W_\alpha^+ + \text{h.c.}\tag{11}$$

и

$$\begin{aligned}\nu_e &= \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2, \\ \nu_\mu &= -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2.\end{aligned}\tag{12}$$

Лагранжиан (10)–(11) можно переписать в следующей форме

$$\mathcal{L} = \frac{\Gamma}{\sqrt{2}} j^\alpha W_\alpha^+ + \text{h.c.},\tag{13}$$

где j^α есть

$$j^\alpha = (\bar{e}\bar{\mu})_L \gamma^\alpha \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}_L,$$

А массовая матрица есть

$$\begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix}.$$

В этом случае осцилляции нейтрино не могут иметь место, и даже если нейтринные осцилляции имеют место, то должны быть осцилляции между $\nu_1 \leftrightarrow \nu_2$ нейтрино, но не между $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ нейтрино.

В этом месте возникают некоторые вопросы. Откуда мы взяли ν_e, ν_μ нейтрино, если в слабых взаимодействиях, даваемых выражением (13), присутствуют только ν_1, ν_2 нейтрино? Из всех ускорительных экспериментальных данных хорошо известно, что в слабых взаимодействиях рождаются ν_e, ν_μ нейтрино, и лептонные числа l_{ν_e}, l_{ν_μ} хорошо сохраняются. Очевидно, мы должны решить эту проблему. ν_1, ν_2 нейтрино есть собственные состояния слабых взаимодействий, нарушающие лептонные числа, а ν_e, ν_μ нейтрино есть собственные состояния слабых взаимодействий с W, Z^0 бозон обменом. И мы должны переписать лагранжиан слабых взаимодействий в правильной форме, чтобы корректно описать рождения и осцилляции нейтрино. Тогда

$$\mathcal{L} = \frac{\Gamma}{\sqrt{2}} j^\alpha W_\alpha^+ + \text{h.c.}, \quad (14)$$

где

$$j^\alpha = (\bar{e}\bar{\mu})_L \gamma^\alpha \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L.$$

Каким образом нарушаются лептонные числа? Видимо, необходимо предположить, что после рождения ν_e, ν_μ нейтрино имеет место нарушение лептонных чисел, т. е.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L = V \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}_L, \quad V = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (15)$$

и тогда ν_e, ν_μ нейтрино становятся суперпозициями ν_1, ν_2 нейтрино:

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2, \\ \nu_\mu &= -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2. \end{aligned} \quad (16)$$

Учитывая, что заряды ν_1, ν_2 нейтрино есть g_1, g_2 , мы получаем

$$g \cos \theta = g_1, \quad g \sin \theta = g_2, \quad (17)$$

т. е.

$$\cos \theta = \frac{g_1}{g}, \quad \sin \theta = \frac{g_2}{g}. \quad (18)$$

Так как $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$, тогда

$$g = \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$$

и

$$\cos \theta = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad \sin \theta = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (19)$$

Если предположить, что $g_1 \cong g_2 \cong \frac{g}{\sqrt{2}}$, тогда

$$\cos \theta \cong \sin \theta \cong \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (20)$$

В общем случае константы связи g_1, g_2 и g могут не иметь никакой связи и тогда получим только выражение (19).

Что происходит с массовой матрицей нейтрино в этом случае? Первичная массовая матрица нейтрино имеет диагональный вид

$$\begin{pmatrix} m_{\nu_e} & 0 \\ 0 & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix}, \quad (21)$$

так как в слабых взаимодействиях (с обменом W, Z^0 бозонами) лептонные числа сохраняются, тогда ν_e, ν_μ — собственные состояния этих взаимодействий.

Интересно заметить, что та же самая ситуация имеет место в кварковом секторе, когда мы рассматриваем $K^0, \bar{K}^0$ осцилляций. В сильных взаимодействиях рождаются только d, s, b кварки, и ароматические числа в этих взаимодействиях хорошо сохраняются, т. е. эти состояния являются собственными состояниями сильных взаимодействий. Тогда осцилляции появляются при нарушении ароматических чисел в слабых взаимодействиях при введении матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы.

Тогда из-за присутствия нарушения лептонных чисел, в этой матрице появляются недиагональные члены, и тогда эта масса матрицы преобразовывается в следующую недиагональную матрицу (CP сохраняется):

$$\begin{pmatrix} m_{\nu_e} & m_{\nu_e \nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu \nu_e} & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix} \quad (22)$$

тогда массовый лагранжиан нейтрино приобретает следующий вид ($\nu \equiv \nu_L$)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -\frac{1}{2} [m_{\nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + m_{\nu_e \nu_\mu} (\bar{\nu}_e \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \nu_e)] \equiv \\ &\equiv -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu) \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & m_{\nu_e \nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu \nu_e} & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (23)$$

Массовый лагранжиан новых состояний, полученный диагонализацией этой матрицы при вращении на угле θ , имеет следующий вид (эти состояния являются именно теми же самыми состояниями слабых взаимодействий, рассмотренными выше):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu) V^{-1} \begin{pmatrix} m_{\nu_1} & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} V \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu) \begin{pmatrix} m_1 \cos^2 \theta + m_2 \sin^2 \theta & (m_2 - m_1) \cos \theta \sin \theta \\ (m_2 - m_1) \cos \theta \sin \theta & m_1 \sin^2 \theta + m_2 \cos^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} [m_1 \bar{\nu}_1 \nu_1 + m_2 \bar{\nu}_2 \nu_2], \end{aligned} \quad (24)$$

где ν_1, ν_2 — собственные состояния, а m_1, m_2 — собственные массы. Из выражении (23), (24) мы получим

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \cos \theta \nu_e - \sin \theta \nu_\mu, \\ \nu_2 &= \sin \theta \nu_e + \cos \theta \nu_\mu, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &= m_1 \cos^2 \theta + m_2 \sin^2 \theta, \\ m_{\nu_\mu} &= m_1 \sin^2 \theta + m_2 \cos^2 \theta, \\ m_{\nu_e \nu_\mu} &= (m_2 - m_1) \cos \theta \sin \theta \end{aligned} \quad (26)$$

или

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{(m_{\nu_e} \cos^2 \theta - m_{\nu_\mu} \sin^2 \theta)}{(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}, \\ m_2 &= \frac{(m_{\nu_e} \sin^2 \theta - m_{\nu_\mu} \cos^2 \theta)}{(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}, \end{aligned} \quad (27)$$

где $\sin \theta$, $\cos \theta$ определяется выражением (19).

Тогда $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ есть

$$\Delta m^2 = \frac{(m_{\nu_\mu}^2 \cos^4 \theta - m_{\nu_e} \sin^4 \theta)}{(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)^2}. \quad (28)$$

Выражения для временной эволюции ν_1 , ν_2 нейтрино (см. (25)–(27)) с массами m_1 и m_2 есть

$$\nu_1(t) = e^{-iE_1 t} \nu_1(0), \quad \nu_2(t) = e^{-iE_2 t} \nu_2(0), \quad (29)$$

где

$$E_k^2 = (p^2 + m_k^2), \quad k = 1, 2.$$

Если нейтрино распространяются без взаимодействий, тогда

$$\begin{aligned} \nu_e(t) &= \cos \theta e^{-iE_1 t} \nu_1(0) + \sin \theta e^{-iE_2 t} \nu_2(0), \\ \nu_\mu(t) &= -\sin \theta e^{-iE_1 t} \nu_1(0) + \cos \theta e^{-iE_2 t} \nu_2(0). \end{aligned} \quad (30)$$

Используя выражения (25) для ν_1 и ν_2 и подставляя это в (20), получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \nu_e(t) &= \left[e^{-iE_1 t} \cos^2 \theta + e^{-iE_2 t} \sin^2 \theta \right] \nu_e(0) + \\ &\quad + \left[e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t} \right] \sin \theta \cos \theta \nu_\mu(0), \\ \nu_\mu(t) &= \left[e^{-iE_1 t} \sin^2 \theta + e^{-iE_2 t} \cos^2 \theta \right] \nu_\mu(0) + \\ &\quad + \left[e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t} \right] \sin \theta \cos \theta \nu_e(0). \end{aligned} \quad (31)$$

Вероятность того, что нейтрино ν_e , произведенный во время $t = 0$ перейдет в ν_μ за время t , дается квадратом абсолютной величины следующего скалярного произведения:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \left| (\nu_\mu(0) \cdot \nu_e(t)) \right|^2 = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left[1 - \cos((m_2^2 - m_1^2)/2p)t \right], \quad (32)$$

где предполагается, что $p \gg m_1, m_2$ и $E_k \simeq p + m_k^2/2p$.

Выражение (32) определяет вероятность осцилляции ароматов нейтрино. Угол θ (угол смешивания) характеризует величину смешивания. Вероятность $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ является периодической функцией расстояний, где период определяется следующим выражением:

$$L_o = 2\pi \frac{2p}{|m_2^2 - m_1^2|}. \quad (33)$$

И вероятность $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$, что нейтрино ν_e , произведенный во время $t = 0$, сохраняется как ν_e нейтрино во время t , дается квадратом абсолютной величины амплитуды $\nu_e(0)$ в (31). Так как состояния в (31) являются нормализованными состояниями, то

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) + P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1. \quad (34)$$

Итак, мы видим, что осцилляции аромата, вызванные недиагональностью массовой массы нейтрино, нарушает закон сохранения лептонных чисел $-\ell_e$ и ℓ_μ . Однако в этом случае, как можно видеть из (34), полное число лептонов $\ell = \ell_e + \ell_\mu$ сохраняется.

Необходимо подчеркнуть, что нейтринные осцилляции в этой схеме (механизме) являются виртуальными, если массы нейтрино различаются, и реальными, если массы нейтрино равны и если эти осцилляции происходят в рамках соотношения неопределенностей.

1.2. Случай смешивания (осцилляции) трех нейтрино в схеме зарядовых смешиваний

Для случая трех нейтрино мы можем выбрать параметризацию матрицы смешивания V в форме, предложенной Майани [14]:

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_\gamma & s_\gamma \\ 0 & -s_\gamma & c_\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & 0 & s_\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_\beta & 0 & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\theta & s_\theta & 0 \\ -s_\theta & c_\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (35)$$

$$\begin{aligned} c_{e\mu} &= \cos \theta, & s_{e\mu} &= \sin \theta, & c_{e\mu}^2 + s_{e\mu}^2 &= 1; \\ c_{e\tau} &= \cos \beta, & s_{e\tau} &= \sin \beta, & c_{e\tau}^2 + s_{e\tau}^2 &= 1; \\ c_{\mu\tau} &= \cos \gamma, & s_{\mu\tau} &= \sin \gamma, & c_{\mu\tau}^2 + s_{\mu\tau}^2 &= 1. \end{aligned} \quad (36)$$

Перейдем к рассмотрению случая трех типов нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ .

Для первого и второго семейств (при осцилляции ν_e, ν_μ нейтрино) мы получаем

$$\cos \theta = \cos \theta_{\nu_e \nu_\mu} = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad (37)$$

$$\sin(2\theta) = \frac{2g_1 g_2}{g_1^2 + g_2^2}.$$

Тогда вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_e$ перехода определяется следующим выражением

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2(\pi t(m_2^2 - m_1^2)/2p_{\nu_e}). \quad (38)$$

В случае $g_1 \cong g_2$

$$\sin \theta_{\nu_e \nu_\mu} \cong \cos \theta_{\nu_e \nu_\mu} \cong \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (39)$$

Для первого и третьего семейств (при осцилляции ν_e, ν_τ нейтрино) мы получаем

$$\cos \beta = \cos \beta_{\nu_e \nu_\tau} = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_3^2}}, \quad (40)$$

$$\sin(2\beta) = \frac{2g_1 g_3}{g_1^2 + g_3^2}.$$

Тогда вероятность перехода $\nu_e \rightarrow \nu_e$ дается следующим выражением

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2(2\beta) \sin^2(\pi t(m_3^2 - m_1^2)/2p_{\nu_e}). \quad (41)$$

В случае, когда $g_1 \cong g_3$

$$\cos \beta_{\nu_e \nu_\tau} \cong \sin \beta_{\nu_e \nu_\tau} \cong \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (42)$$

Для второго и третьего семейств (при осцилляции ν_μ, ν_τ нейтрино) мы получаем

$$\cos \gamma = \cos \gamma_{\nu_\mu \nu_\tau} = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_3^2}}, \quad (43)$$

$$\sin(2\gamma) = \frac{2g_2 g_3}{g_2^2 + g_3^2}.$$

Тогда вероятность $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ перехода дается следующим выражением

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2(2\gamma) \sin^2(\pi t(m_3^2 - m_2^2)/2p_{\nu_\mu}). \quad (44)$$

В случае, когда $g_2 \cong g_3$

$$\cos \gamma_{\nu_\mu \nu_\tau} \cong \sin \gamma_{\nu_\mu \nu_\tau} \cong \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (45)$$

Итак, смешивания (осцилляции) нейтрино появляются вследствие того, что рождаются нейтрино, являющиеся собственными состояниями слабых взаимодействий (ν_e, ν_μ, ν_τ нейтрино), а не ν_1, ν_2, ν_3 нейтрино, являющиеся собственными состояниями слабых взаимодействий, нарушающих лептонные числа. И тогда, при прохождении нейтрино через вакуум, они преобразовываются в суперпозиции ν_1, ν_2, ν_3 нейтрино, и через эти промежуточные состояния происходят осцилляции (переходы) между ν_e, ν_μ, ν_τ нейтрино.

Заключение

Необходимо отметить, что в физике все процессы идут через динамику. К сожалению, в стандартной теории осцилляций нейтрино, основанной на схеме (механизме) массовых смешиваний, динамика отсутствует. Вероятно, это признак того факта, что эта схема является неполным, т. е. эта схема требует физического обоснования.

В данной работе рассматриваются осцилляции нейтрино, генерированные смешиванием констант связей слабых взаимодействий (зарядов) [4–6], как это имеет место в модели векторной доминантности [15, 16] или в модели электрослабых взаимодействий [17–19] при смешивании векторных бозонов. Получены выражения для углов смешивания и длин осцилляций при трех нейтринных осцилляциях. Осцилляции нейтрино в этой схеме (механизме) являются реальными, если массы нейтрино равны, и виртуальными, если массы нейтрино не равны.

Литература

1. Pontecorvo B. M. // JETP. — Vol. 33. — 1957. — P. 549.
2. Maki Z. et al // Prog. Theor. Phys. — Vol. 28. — 1962. — P. 870.
3. Pontecorvo B. M. // JETP. — Vol. 53. — 1967. — P. 1717.
4. Beshtoev K. M. — JINR Commun. E2-2004-58. — Dubna, 2004.
5. Beshtoev K. M. — hep-ph/0406124. — 2004.
6. Beshtoev K. M. — hep-ph/0503202. — 2005.
7. Bilenky S. M., Pontecorvo B. M. // Phys. Rep. — Vol. 41. — 1978. — P. 225.
8. Boehm F., Vogel P. Physics of Massive Neutrinos. — Cambridge Univ. Press, 1978. — Pp. 27, 121.
9. Bilenky S. M., Petcov S. T. // Rev. Mod. Phys. — Vol. 59. — 1977. — P. 631.
10. Gribov V., Pontecorvo B. M. // Phys. Lett. B. — Vol. 28. — 1969. — P. 493.
11. Beshtoev K. M. — JINR Commun. E2-92-318. — Dubna, 1992.
12. Beshtoev K. M. // Proc. of 27th Intern. Cosmic Ray Conf. — Vol. 4. — Hamburg, Germany: 2001. — P. 1186.
13. Beshtoev K. M. // Proc. of 28th Intern. Cosmic Ray Conf. — Vol. 1. — Tsukuba, Japan: 2003. — P. 1503.
14. Maiani L. // Proc. Intern. Symp. on Lepton–Photon Interaction, DESY. — Hamburg, Germany: 1977.
15. Sakurai J. J. Currents and Mesons. — Univ. of Chicago Press, 1967.
16. Beshtoev K. M. — INR Preprint P-217. — 1981.
17. Glashow S. L. // Nucl. Phys. — Vol. 22. — 1961. — P. 579.
18. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. — Vol. 19. — 1967. — P. 1264.
19. Salam A. // Proc. of the 8th Nobel Symp. — Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968. — P. 367.

UDC 539.123, 539.123.06

Neutrino Oscillations in the Scheme of Charge (Couple Constant)

Kh. M. Beshtoev

*Laboratory of Particle Physics
Joint Institute for Nuclear Research*

In the standard theory of neutrino oscillations, a scheme of mass mixings is used, i.e. oscillation parameters are expressed in terms of mass matrix. In this work, neutrino oscillations generated by charge (the weak interaction couple constant) mixings are considered. Expressions for angle mixings and lengths of oscillations are obtained. The expressions of the probability for three-neutrino oscillations are given. Neutrino oscillations in this scheme (mechanism) are virtual if neutrino masses are not equal and real if neutrino masses are equal.