

Осцилляции нейтрино в однородной движущейся среде

А. Е. Лобанов,* А. В. Чухнова†

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

(Статья поступила 20.06.2017; Подписана в печать 21.06.2017)

На основе решения квазиклассического уравнения эволюции нейтрино, учитывающего как переворот спина, так и флейворные осцилляции нейтрино, получены вероятности спин-флейворных переходов в однородной движущейся неполяризованной среде в модели двух флейворов. Подробно исследовано поведение спина нейтрино с учетом флейворных осцилляций.

PACS: 12.15.-y, 13.15.+g, 14.60.Pq.

УДК: 530.22, 539.120.7.

Ключевые слова: стандартная модель, спин-флейворные осцилляции нейтрино.

Для описания осцилляций нейтрино обычно используется феноменологическая теория, основанная на идеях Б.Понтекорво [1] и З.Маки и др. [2]. Эта теория хорошо согласуется с полученными на данный момент экспериментальными данными. Она применима для описания осцилляций нейтрино в области ультрарелятивистских энергий. Наряду с осцилляциями в вакууме представляют интерес явления, связанные с распространением нейтрино в веществе. Взаимодействие нейтрино с веществом в этом случае описывается эффективным потенциалом, связанным с рассеянием нейтрино вперед на фермионах среды [3]. Учет такого взаимодействия приводит к эффекту Михеева-Смирнова-Вольфенштейна [4], который помогает объяснить дефицит солнечных нейтрино. Кроме этого, взаимодействие со средой может приводить к перевороту спиральности нейтрино. Этот эффект имеет место, когда среда поляризована или движется относительно наблюдателя [5]. Без учета флейворных осцилляций эффект поворота спина подробно рассмотрен в работе [6]. Однако исследование корреляций между флейворными осцилляциями и переворотом спина до последнего времени не было проведено в рамках квантовой теории поля математически корректным образом.

В работах [7, 8] была предложена модификация Стандартной модели электрослабых взаимодействий, которая позволяет построить пространство Фока для флейворных состояний нейтрино, являющихся суперпозициями массовых состояний. В этой модели не только смешивание, но и осцилляции нейтрино являются следствием основных принципов квантовой теории поля, что дает возможность построить теорию возмущений в представлении взаимодействия и использовать стандартную диаграммную технику.

Такой подход позволяет дать и явно ковариантное описание взаимодействия нейтрино с фермионами среды [9] с помощью уравнения, которое аналогично уравнению Дирака-Швингера квантовой электродинами-

ки [10]. Полученное уравнение становится локальным, если можно использовать приближение Ферми, то есть тогда, когда $\mathcal{E}_\nu \ll M_W^2/\mathcal{E}_F \lesssim M_W^2/T_f$, $\mathcal{E}_F \lesssim T_f \ll M_W$, где \mathcal{E}_F, T_f — энергия Ферми и температура фермионов среды (см., например, [11, 12]). При этом взаимодействие нейтрино с веществом описывается эффективными 4-потенциалами, которые возникают вследствие редукции массового оператора нейтрино в формализме реального времени с учетом внешних условий [13]. Потенциал

$$f^{\mu(e)} = \sqrt{2}G_F \left(j^{\mu(e)} - \lambda^{\mu(e)} \right) \quad (1)$$

определяет взаимодействие нейтрино с электронами через заряженные токи, а потенциал

$$f_N^\mu = \sqrt{2}G_F \times \sum_{i=e,p,n} \left(j^{\mu(i)} \left(T^{(i)} - 2Q^{(i)} \sin^2 \theta_W \right) - \lambda^{\mu(i)} T^{(i)} \right) \quad (2)$$

определяет взаимодействие нейтрино со всеми фермионами среды через нейтральные токи (для определенности мы рассматриваем среду, состоящую из электронов, протонов и нейтронов). Здесь

$$j^{\mu(i)} = \{ \bar{n}^{(i)} v^{0(i)}, \bar{n}^{(i)} \mathbf{v}^{(i)} \} \quad (3)$$

— векторы тока, а

$$\lambda^{\mu(i)} = \left\{ \bar{n}^{(i)} (\zeta^{(i)} \mathbf{v}^{(i)}), \bar{n}^{(i)} \left(\zeta^{(i)} + \frac{\mathbf{v}^{(i)} (\zeta^{(i)} \mathbf{v}^{(i)})}{1 + v^{0(i)}} \right) \right\} \quad (4)$$

— векторы поляризации компонентов среды. Именно $j^{\mu(i)}$ и $\lambda^{\mu(i)}$ характеризуют среду как целое. В формуле (2) $T^{(i)}$ — проекция слабого изоспина, $Q^{(i)}$ — электрический заряд (в единицах заряда позитрона) фермионов среды, а θ_W — угол Вайнберга. Величины $\bar{n}^{(i)}$ и $\zeta^{(i)}$ ($0 \leq |\zeta^{(i)}|^2 \leq 1$) — плотность и среднее значение вектора поляризации фермионов среды в системе их центра масс, соответственно. Через $v^{\mu(i)} = \{ v^{0(i)}, \mathbf{v}^{(i)} \}$ обозначена четырехмерная скорость данной системы отсчета относительно лабораторной.

*E-mail: lobanov@phys.msu.ru

†E-mail: av.chukhnova@physics.msu.ru

Для нейтрино ультрарелятивистских энергий, то есть когда применима феноменологическая теория осцилляций, можно получить квазиклассическое уравнение эволюции нейтрино [14], которое позволяет исследовать как флейворные осцилляции, так и переворот спина. Это уравнение имеет следующий вид

$$\left(i \frac{d}{d\tau} - \mathbb{M}^{(\nu)} - \frac{1}{2} \left[(f^{(e)}u) + R_e \gamma^5 \gamma^\sigma s_\sigma^{(e)} \gamma^\mu u_\mu \right] \mathbb{P}^{(e)} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \left[(f_N u) + R_N \gamma^5 \gamma^\sigma s_\sigma^{(N)} \gamma^\mu u_\mu \right] \mathbb{I} \right) \Psi^{(\nu)}(\tau) = 0, \quad (5)$$

где

$$R = \sqrt{(fu)^2 - f^2}, \quad s^\mu = \frac{u^\mu(fu) - f^\mu}{\sqrt{(fu)^2 - f^2}}, \\ R_N = R(f_N), \quad R_e = R(f^{(e)}), \quad (6) \\ s_\mu^{(N)} = s_\mu(f_N), \quad s_\mu^{(e)} = s_\mu(f^{(e)}).$$

Здесь \mathbb{I} — единичная матрица 3×3 , $\mathbb{M}^{(\nu)}$ — эрмитова массовая матрица мультиплета нейтрино, $\mathbb{P}^{(e)}$ — проектор на состояние нейтрино с электронным флейвором.

Решение этого уравнения в случае однородной среды с сохраняющейся поляризацией можно записать в виде матричной экспоненты [14] с помощью метода, который был развит в работах [6, 15]. Здесь мы рассмотрим, используя модель двух флейворов, распространение нейтрино в неполяризованной однородной среде, все компоненты которой движутся с одинаковыми скоростями. В этом случае смешивание характеризуется одним углом θ . Массовую матрицу и проектор на электронное состояние нейтрино можно выбрать следующим образом

$$\mathbb{M}^{(\nu)} = \frac{1}{2}(m_1 + m_2) - \frac{1}{2}(m_2 - m_1) [\sigma_3 \cos 2\theta - \sigma_1 \sin 2\theta], \\ \mathbb{P}^{(e)} = \frac{1}{2}(1 + \sigma_3), \quad (7)$$

где σ_i ($i = 1, 2, 3$) — матрицы Паули.

Решение уравнения (5) записывается с помощью резольвенты $U(\tau)$ в виде

$$\Psi^{(\nu)}(\tau) = U(\tau)\Psi_0, \quad (8)$$

где

$$\Psi_0 = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5 \gamma_\mu s_0^\mu) (\psi^0 \otimes e_j), \quad \bar{\Psi}_0 \Psi_0 = 2. \quad (9)$$

Здесь ψ^0 — постоянный биспинор, e_j — произвольный единичный вектор в трехмерном векторном пространстве над полем комплексных чисел, а s_0^μ — 4-вектор поляризации нейтрино, удовлетворяющий условию $(us_0) = 0$.

Если среда неполяризована и все ее компоненты движутся с одинаковой скоростью, то эффективные потенциалы, связанные с заряженными и нейтральными токами, пропорциональны: $f^{(e)\mu} = f^\mu$, $f_N^\mu = af^\mu$. Выражение для коэффициента пропорциональности следует из формул (1), (2)

$$a = \sum_{i=e,p,n} \frac{n^{(i)}}{n^{(e)}} (T^{(i)} - 2 \sin^2 \theta_W Q^{(i)}), \quad (10)$$

где $n^{(i)}$ — плотность компоненты среды в системе отсчета наблюдателя. Тогда $s^{(e)\mu} = s_N^\mu = s^\mu$. Резольвента $U(\tau)$ в этом случае определяется выражением

$$U(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2u^0}} \sum_{\zeta=\pm 1} \exp \left\{ -\frac{i}{2} \tau \left(((fu) - \zeta R)(1/2 + a) + (m_1 + m_2) \right) \right\} \times \\ \times \left\{ \cos(\tau Z_\zeta / 2) - i \sin(\tau Z_\zeta / 2) [\sigma_1 X_\zeta + \sigma_3 Y_\zeta] \right\} \Lambda_\zeta (\gamma^\mu u_\mu + 1). \quad (11)$$

В формуле (11) использованы обозначения

$$X_\zeta = \frac{1}{Z_\zeta} \left((m_2 - m_1) \sin 2\theta \right), \quad Y_\zeta = \frac{1}{Z_\zeta} \left(((fu) - \zeta R) / 2 - (m_2 - m_1) \cos 2\theta \right), \\ Z_\zeta = \left\{ \left(((fu) - \zeta R) / 2 - (m_2 - m_1) \cos 2\theta \right)^2 + \left((m_2 - m_1) \sin 2\theta \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (12) \\ \Lambda_\zeta = \frac{1}{2} [1 - \zeta \gamma^5 \gamma^\sigma s_\sigma \gamma^\mu u_\mu].$$

Будем полагать, что переходы происходят между флейворными состояниями нейтрино, для которых проекторы задаются матрицами

$$\mathbb{P}_0^{(\alpha)} = \frac{1}{2}(1 + \xi_0 \sigma_3), \quad \mathbb{P}_0^{(\beta)} = \frac{1}{2}(1 + \xi'_0 \sigma_3). \quad (13)$$

При этом $\xi_0, \xi'_0 = 1$ для нейтрино электронного флейвора, $\xi_0, \xi'_0 = -1$ для нейтрино другого флейвора. Также будем полагать, что в этих состояниях нейтрино обладает определенной спиральностью s_0^μ , то есть

$$s_0^{(\alpha)\mu} = \zeta_0 s_{sp}^\mu, \quad s_0^{(\beta)\mu} = \zeta'_0 s_{sp}^\mu, \quad s_{sp}^\mu = \{|\mathbf{u}|, u^0 \mathbf{u}/|\mathbf{u}|\}. \quad (14)$$

При этом $\zeta_0, \zeta'_0 = 1$ для правых нейтрино, $\zeta_0, \zeta'_0 = -1$ для левых.

Вероятность перехода из состояния α в состояние β

за собственное время τ , которое связано с расстоянием от источника до детектора L соотношением $L = \tau|\mathbf{u}|$, определяется выражением [14]

$$W_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{1 + \xi_0 \xi'_0}{2} \frac{1 + \zeta_0 \zeta'_0}{2} W_1 + \frac{1 + \xi_0 \xi'_0}{2} \frac{1 - \zeta_0 \zeta'_0}{2} W_2 + \frac{1 - \xi_0 \xi'_0}{2} \frac{1 + \zeta_0 \zeta'_0}{2} W_3 + \frac{1 - \xi_0 \xi'_0}{2} \frac{1 - \zeta_0 \zeta'_0}{2} W_4. \quad (15)$$

Здесь

$$\begin{aligned} W_1 &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} (1 - \zeta_0 (ss_{sp}))^2 (1 - S_{+1}^2 X_{+1}^2) + \frac{1}{2} (1 + \zeta_0 (ss_{sp}))^2 (1 - S_{-1}^2 X_{-1}^2) + \right. \\ &\quad \left. + (1 - (ss_{sp})^2) (C_{+1} C_{-1} + S_{+1} S_{-1} Y_{+1} Y_{-1}) \cos(\omega\tau) + \right. \\ &\quad \left. + \xi_0 (1 - (ss_{sp})^2) (S_{+1} Y_{+1} C_{-1} - C_{+1} S_{-1} Y_{-1}) \sin(\omega\tau) \right), \\ W_2 &= \frac{1}{2} (1 - (ss_{sp})^2) \left(\frac{1}{2} (2 - S_{+1}^2 X_{+1}^2 - S_{-1}^2 X_{-1}^2) - \right. \\ &\quad \left. - (C_{+1} C_{-1} + S_{+1} S_{-1} Y_{+1} Y_{-1}) \cos(\omega\tau) - \xi_0 (S_{+1} Y_{+1} C_{-1} - C_{+1} S_{-1} Y_{-1}) \sin(\omega\tau) \right), \\ W_3 &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} (1 - \zeta_0 (ss_{sp}))^2 S_{+1}^2 X_{+1}^2 + \frac{1}{2} (1 + \zeta_0 (ss_{sp}))^2 S_{-1}^2 X_{-1}^2 + \right. \\ &\quad \left. + (1 - (ss_{sp})^2) S_{+1} S_{-1} X_{+1} X_{-1} \cos(\omega\tau) \right), \\ W_4 &= \frac{1}{2} (1 - (ss_{sp})^2) \left(\frac{1}{2} (S_{+1}^2 X_{+1}^2 + S_{-1}^2 X_{-1}^2) - S_{+1} S_{-1} X_{+1} X_{-1} \cos(\omega\tau) \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$C_{\pm 1} = \cos(\tau Z_{\pm 1}/2), \quad S_{\pm 1} = \sin(\tau Z_{\pm 1}/2), \quad \omega = R(1/2 + a). \quad (17)$$

В общем случае переходы характеризуются шестью частотами, четыре из которых возникают вследствие корреляций между флейворными осцилляциями и поворотом спиральности.

В этой работе мы детально исследуем вероятность W переворота спина нейтрино с учетом корреляций с флейворными осцилляциями. Она равна сумме W_2 и W_4 и определяется выражением

$$W = \frac{1}{2} \mathcal{A} (A_1 (1 - \cos \omega_1 \tau) + A_2 (1 - \cos \omega_2 \tau) + A_3 (1 - \cos \omega_3 \tau) + A_4 (1 - \cos \omega_4 \tau)), \quad (18)$$

где

$$\mathcal{A} = 1 - (ss_{sp})^2. \quad (19)$$

Вероятность W характеризуется только четырьмя частотами

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega + \frac{Z_{+1} + Z_{-1}}{2}, & \omega_2 &= \omega + \frac{Z_{+1} - Z_{-1}}{2}, \\ \omega_3 &= \omega - \frac{Z_{+1} - Z_{-1}}{2}, & \omega_4 &= \omega - \frac{Z_{+1} + Z_{-1}}{2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Соответствующие амплитуды осциллирующих членов определяются формулами

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{4} (1 - Y_{+1} Y_{-1} - X_{+1} X_{-1} - \xi_0 (Y_{+1} - Y_{-1})), \\ A_2 &= \frac{1}{4} (1 + Y_{+1} Y_{-1} + X_{+1} X_{-1} - \xi_0 (Y_{+1} + Y_{-1})), \\ A_3 &= \frac{1}{4} (1 + Y_{+1} Y_{-1} + X_{+1} X_{-1} + \xi_0 (Y_{+1} + Y_{-1})), \\ A_4 &= \frac{1}{4} (1 - Y_{+1} Y_{-1} - X_{+1} X_{-1} + \xi_0 (Y_{+1} - Y_{-1})), \end{aligned} \quad (21)$$

из которых следует, что

$$A_1 + A_2 + A_3 + A_4 = 1. \quad (22)$$

Таким образом, вероятность переворота спина ограничена сверху величиной (19)

$$\mathcal{A} = \frac{(v_0^2 - 1) \sin^2 \vartheta}{(v_0 u_0 - \sqrt{u_0^2 - 1} \sqrt{v_0^2 - 1} \cos \vartheta)^2 - 1}, \quad (23)$$

которую мы будем называть полной амплитудой вероятности. Она зависит от 4-скоростей среды v^μ и нейтрино u^μ , но не зависит от плотности среды. Через ϑ обозначен угол между векторами скорости нейтрино и среды в системе отсчета наблюдателя. Здесь u_0, v_0 — лоренц-факторы нейтрино и среды соответственно.

Если скорость нейтрино больше скорости среды, полная амплитуда принимает максимальное значение, когда

$$\cos \vartheta_{max} = \frac{\sqrt{v_0^2 - 1}/v_0}{\sqrt{u_0^2 - 1}/u_0}, \quad (24)$$

то есть когда косинус ϑ_{max} равен отношению скоростей среды и нейтрино. Значение полной амплитуды при этом равно

$$\mathcal{A}_{max} = \frac{v_0^2 - 1}{u_0^2 - 1}. \quad (25)$$

Если скорость нейтрино меньше скорости среды, полная амплитуда принимает максимальное значение, когда

$$\cos \vartheta_{max} = \frac{\sqrt{u_0^2 - 1}/u_0}{\sqrt{v_0^2 - 1}/v_0}, \quad (26)$$

то есть когда косинус ϑ_{max} равен отношению скоростей нейтрино и среды. Значение полной амплитуды при этом равно

$$\mathcal{A}_{max} = 1. \quad (27)$$

Для покоящихся сред эффект переворота спина отсутствует. Так как в этом случае $v_0 = 1$, как видно из формулы (23), полная амплитуда осцилляций вероятности равна нулю.

Еще раз отметим, что мы рассматриваем нейтрино ультрарелятивистских энергий. Из формулы (25) следует, что при скоростях среды, значительно меньших скорости нейтрино, эффект переворота спина нейтрино существенно подавлен. Для сред, движущихся примерно с той же скоростью, что и нейтрино, вероятности переходов с переворотом спина достигают наибольшего значения при почти сонаправленном движении нейтрино и среды (см. (24)–(27)). Характерный вид зависимости полной амплитуды \mathcal{A} переворота спина от угла ϑ между направлением движения нейтрино и среды приведен на рис. 1.

Чтобы проиллюстрировать основные закономерности эволюции спина нейтрино в веществе, рассмотрим среду, состоящую только из электронов. В этом случае $a = -1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$. Графики зависимости вероятности переворота спина от расстояния между источником и детектором L построены как функции безразмерного параметра L/L_{osc} , где L_{osc} — длина флейворных осцилляций в вакууме. При этом поведение вероятности зависит от безразмерного параметра

$$k = \frac{\sqrt{2} G_F n^{(e)}}{|m_1 - m_2|}, \quad (28)$$

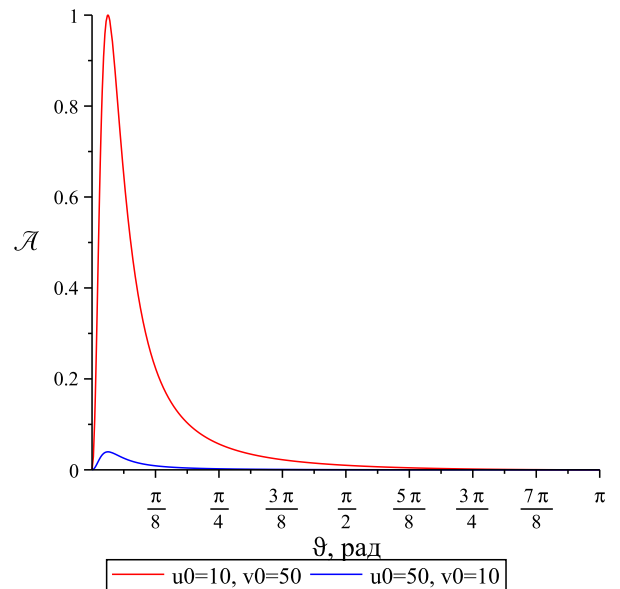


Рис. 1: Зависимость полной амплитуды переворота спина от угла ϑ

в котором $n^{(e)}$ — плотность электронов в системе отсчета наблюдателя. При построении графиков для определенности мы выбираем значение угла смешивания $\sin^2 \theta = 0.437$, что примерно соответствует θ_{23} [16].

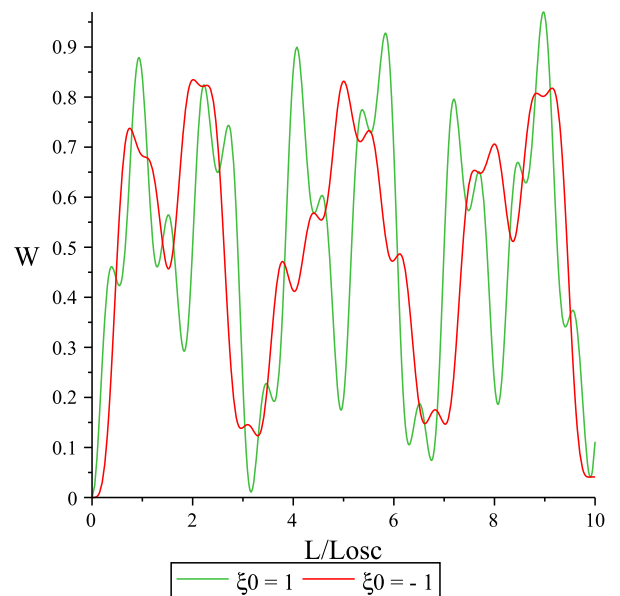


Рис. 2: Вероятность переворота спина при $\xi_0 = \pm 1, u_0 = 10, v_0 = 50, k = 10, \cos \vartheta = \cos \vartheta_{max}$

На рис. 2 представлена зависимость вероятности переворота спина от расстояния между источником и детектором, когда скорость среды больше скоро-

сти нейтрино. Здесь выбран угол между скоростями нейтрино и среды, который соответствует максимальному значению полной амплитуды переворота спина ($\cos \vartheta_{max} \approx 0.995$, см. формулы (26),(27)). Параметр k , определяющий плотность среды, выбран равным 10. Как видно из графиков, характер спиновых осцилляций существенно зависит от исходного флейвора нейтрино ξ_0 . Для нейтрино, которые изначально имели электронный флейвор ($\xi_0 = +1$), переворот спина происходит чаще, чем для нейтрино другого флейвора ($\xi_0 = -1$).

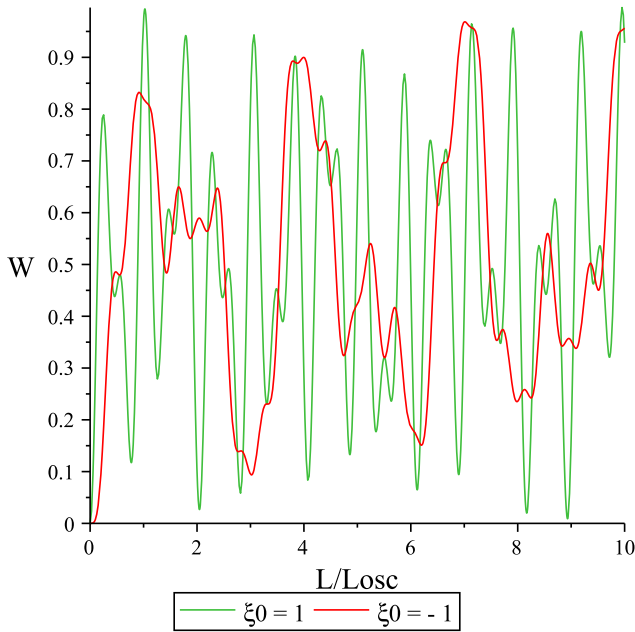


Рис. 3: Вероятность переворота спина при $\xi_0 = \pm 1$, $u_0 = 10$, $v_0 = 50$, $k = 20$, $\cos \vartheta = \cos \vartheta_{max}$

При увеличении плотности среды, как видно из рис. 3 (здесь $k = 20$), различие характеров эволюции спина для нейтрино, имеющих разные исходные флейворы, становится более заметно.

Если представленные на рис. 2, 3 графики построены при значении угла ϑ , соответствующем максимальному значению полной амплитуды вероятности поворота спина нейтрино, то на рис. 4 изображена зависимость вероятности переворота спина от параметра L/L_{osc} при $\cos \vartheta = 0.9$, то есть при большем значении угла между направлениями движения нейтрино и среды. В этом случае максимальное значение вероятности переворота спина для любого начального флейвора нейтрино значительно меньше единицы, а характерные частоты значительно больше, чем в случае $\cos \vartheta = \cos \vartheta_{max}$ при том же значении $k = 10$.

Рис. 5 отвечает случаю, когда нейтрино движется быстрее, чем среда. Хотя при построении графика выбрано значение $\vartheta = \vartheta_{max}$, соответствующее максимуму полной амплитуды вероятности переворота спина, видно, что полная амплитуда осцилляций существен-

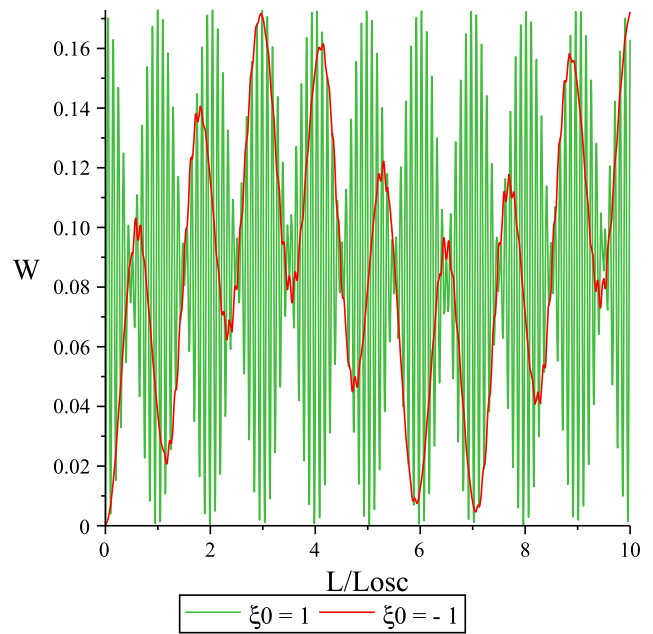


Рис. 4: Вероятность переворота спина при $\xi_0 = \pm 1$, $u_0 = 10$, $v_0 = 50$, $k = 10$, $\cos \vartheta = 0.9$

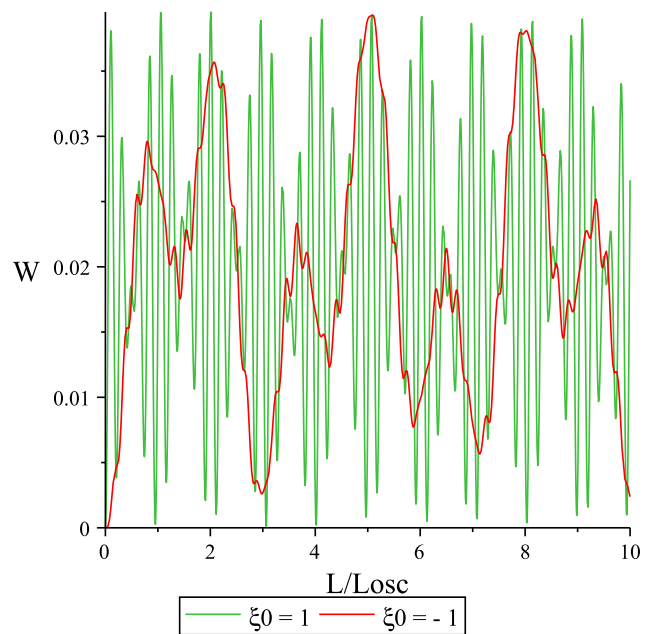


Рис. 5: Вероятность переворота спина при $\xi_0 = \pm 1$, $u_0 = 50$, $v_0 = 10$, $k = 10$, $\cos \vartheta = \cos \vartheta_{max}$

но меньше, чем в случае, рассмотренном ранее.

В заключение перечислим основные закономерности поведения спина нейтрино в движущейся среде.

- Вероятность переворота спина нейтрино при учете флейворных осцилляций характеризуется четырьмя частотами.

- Полная амплитуда вероятности переворота спина зависит только от скоростей среды и нейтрино относительно наблюдателя, но не зависит от плотности среды.
- Вероятность переворота спина подавлена, если скорость среды значительно меньше скорости нейтрино.
- В случае сопоставимых по величине скоростей нейтрино и среды максимальное значение вероятности переворота спиральности достигается при практически сонаправленном движении нейтрино и среды относительно наблюдателя.
- Характер спиновых осцилляций существенно зависит от исходного флейвора нейтрино.

В работе рассмотрены основные закономерности переворота спина нейтрино при его распространении в плотной среде. Такое модельное рассмотрение позволяет качественно оценить влияние вещества быстро движущихся крупных астрофизических объектов (например, галактических джетов) на спиновый состав пучка нейтрино. Не исключено, что эффект переворота спина нейтрино в плотной среде может оказаться важным и при анализе космологических моделей.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А. В. Борисову, И. П. Волобуеву и В. Ч. Жуковскому за полезные обсуждения.

-
- [1] *Pontecorvo B.* ЖЭТФ. 1957. **33**, №2. С. 549. (*Pontecorvo B.* Sov. Phys. JETP 1958. **6**, N2. P. 429).
- [2] *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.* Prog. Theor. Phys. 1962. **28**, N5. P. 870.
- [3] *Wolfenstein L.* Phys. Rev. D. 1978. **17**, N9. P. 2369.
- [4] *Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* ЯФ. 1985. **42**, №6. С. 1441. (*Mikheyev S. P., Smirnov A. Yu.* Sov. J. Nucl. Phys. 1985. **42**. P. 913.)
- [5] *Lobanov A. E., Studenikin A. I.* Phys. Lett. B. 2001. **515**, N 1-2. P. 94.
- [6] *Arbuzova E. V., Lobanov A. E., Murchikova E. M.* Phys. Rev. D. 2010. **81**, N4. 045001.
- [7] *Lobanov A. E.* arXiv:1507.01256[hep-ph].
- [8] *Лобанов А. Е.* ТМФ. 2017. **192**, N 1. С. 70.
- [9] *Лобанов А. Е.* Изв. Вузов. Физика. 2016. **59**, №11. С. 141. (*Lobanov A. E.* Russian Physics J. 2017. **59**, N 11. P. 1891).
- [10] *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука., 1973. (*Bogoliubov N. N., Shirkov D. V.* Introduction to Theory of Quantized Fields. John Wiley. New York, 1979.)
- [11] *Борисов А. В., Вишивцев А. С., Жуковский В. Ч., Эминов П. А.* УФН. 1997. **167**, №3. С. 241. (*Borisov A. V., Vshivtsev A. S., Zhukovskii V. Ch., Eminov P. A.* Physics-Uspekhi. 1997. **40**, N3. P. 229).
- [12] *Эминов П. А.* ЖЭТФ. 2016. **149**, № 1. С. 76. (*Eminov P. A.* JETP. 2016. **122**, N 1. P. 63.)
- [13] *Dolan L., Jackiv R.* Phys. Rev. D. 1974. **9**, N 12. P. 3320.
- [14] *Лобанов А. Е., Чухнова А. В.* Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2017. №5 (в печати)
- [15] *Lobanov A. E.* Phys. Lett. B. 2005. **619**, N 1–2. P. 136.
- [16] *Olive K. A. et al.* (Particle Data Group) Chin. Phys. C. 2014. **38**, N9. 090001.

Neutrino oscillations in homogeneous moving medium

A. E. Lobanov^a, A. V. Chukhnova^b

Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^alobanov@phys.msu.ru, ^bav.chukhnova@physics.msu.ru

We obtain the probabilities of the spin-flavor transitions in unpolarized moving matter in the two-flavor model using the solution of the quasi-classical equation, which describes both neutrino flavor oscillations and its spin rotation. Neutrino spin behaviour is investigated taking into account neutrino flavor oscillations.

PACS: 12.15.-y, 13.15.+g, 14.60.Pq.

Keywords: standard model, neutrino spin-flavor oscillations.

Received 20 June 2017.

Сведения об авторах

1. Лобанов Андрей Евгеньевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-31-77, e-mail: lobanov@phys.msu.ru.
2. Чухнова Александра Владимировна — студентка; e-mail: av.chukhnova@physics.msu.ru.