

ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРИНО В МОДЕЛИ С ТРЕМЯ СТЕРИЛЬНЫМИ НЕЙТРИНО ДЛЯ АНАЛИЗА АНОМАЛИЙ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

В. В. Хрущев^{1,*}, *С. В. Фомичев*^{1,2}

¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный, Россия

В модели с тремя стерильными нейтрино рассчитаны вероятности переходов различных типов нейтрино друг в друга и построены графики вероятностей, в частности, появления электронных нейтрино и антинейтрино в пучках мюонных нейтрино и антинейтрино в зависимости от расстояния и от допустимых значений параметров модели при энергиях нейтрино, меньших 50 МэВ, а также в зависимости от отношения расстояния к энергии нейтрино. Полученные теоретические результаты могут быть использованы для анализа нейтринных данных, относящихся к аномалиям на малых расстояниях.

In the framework of the model with three sterile neutrinos, the transition probabilities for different flavors of neutrino are calculated. The graphical dependences are obtained, in particular, for the appearance probability of electron neutrino and antineutrino in the muon neutrino and antineutrino jets as a function of distance and other model parameters at their acceptable values and at the neutrino energy less than 50 MeV, as well as a function of a ratio of distance to the neutrino energy. The theoretical results can be used for analysis of the neutrino data related to the anomalies at small distances.

PACS: 14.60.Pq; 14.60.St; 12.10.Kt; 12.90.+b

Актуальной проблемой нейтринной физики является проблема легких стерильных нейтрино, которая возникла в связи с аномалиями величин потоков нейтрино и антинейтрино на малых расстояниях в ряде наземных экспериментов [1]. Наличие таких аномалий выходит за рамки Стандартной модели (СМ) и минимально расширенной СМ с тремя активными массивными нейтрино. Для их объяснения требуется новый тип нейтрино — стерильные нейтрино — с масштабом масс порядка 1 эВ. Легкие стерильные нейтрино

*E-mail: khruschov_vv@nrcki.ru

(СН) привлекаются для объяснения ускорительной аномалии (УА) [2–4], реакторной аномалии (РА) [5, 6] и галиевой аномалии (ГА) [7, 8], а также некоторых астрофизических данных [9]. Были предложены феноменологические модели с одним, двумя и тремя СН [1, 10, 11]. Если принять во внимание возможную лево-правую симметрию слабых взаимодействий и сопоставить СН с правыми нейтрино, то надо рассматривать $(3 + 3)$ -модели с тремя активными нейтрино (АН) и тремя СН [10, 11]. Одной из таких моделей является $(3 + 2 + 1)$ -модель [12, 13], которая содержит три СН, два из которых приблизительно вырождены по массе, тогда как масса третьего значительно отличается от масс двух других. В рамках этой модели получены оценки массовых характеристик АН и СН [12], рассчитаны вероятности появления и сохранения АН и СН в Солнце [13] и рассмотрены различные варианты матрицы смешивания для объяснения нейтринных аномалий на малых расстояниях [14]. В работе [15] рассмотрено усиление выхода трех СН в средах с большой плотностью при приближении отношения числа нейтронов к числу протонов к двум, что может оказать влияние на формирование нейтринных потоков в сверхновых звездах.

В рамках $(3 + 2 + 1)$ -модели [12–15] существует возможность объяснения аномалий нейтринных данных. Основную трудность представляет описание УА [16]. Заметим, что описание аномалий нейтринных данных типа РА и ГА, которые связаны с исчезновением ν_e и $\bar{\nu}_e$, в рамках $(3 + 2 + 1)$ -модели может быть осуществлено с помощью подбора соответствующего значения параметра, ответственного за нормировку состояний АН и СН.

В $(3 + 2 + 1)$ -модели 6×6 -матрицу смешивания \tilde{U} активных и стерильных нейтрино можно представить с помощью 3×3 -матриц S , T , V и W как

$$\begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_s \end{pmatrix} = \tilde{U} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_{i'} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} S & T \\ V & W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_{i'} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Ограничимся при этом диагональной матрицей вида $W = \tilde{\varkappa}I$, где I — единичная матрица и $\tilde{\varkappa} = \varkappa e^{i\phi}$. Матрицу S представим в виде $S = U_{\text{PMNS}} + \Delta U_{\text{PMNS}}$, причем матрицы ΔU_{PMNS} , T и V малы по сравнению с U_{PMNS} . Матрицы T и V содержат новые параметры смешивания между АН и СН, в частности угол η_2 , и связаны между собой через условие унитарности для \tilde{U} (детально см. [14]). Для удобства оценок величины смешивания между АН и СН будем считать, что $\Delta U_{\text{PMNS}} = -\epsilon U_{\text{PMNS}}$, где ϵ — малая величина, причем $\epsilon = 1 - \varkappa$. Тогда матрица S имеет вид $S = \varkappa U_{\text{PMNS}}$, где U_{PMNS} — известная унитарная 3×3 -матрица смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты для АН ($U_{\text{PMNS}} U_{\text{PMNS}}^+ = I$), $T = \sqrt{1 - \varkappa^2} a_2$, $V = -e^{i\phi} T^+ U_{\text{PMNS}}$. Унитарная матрица a_2 может быть выбрана в виде

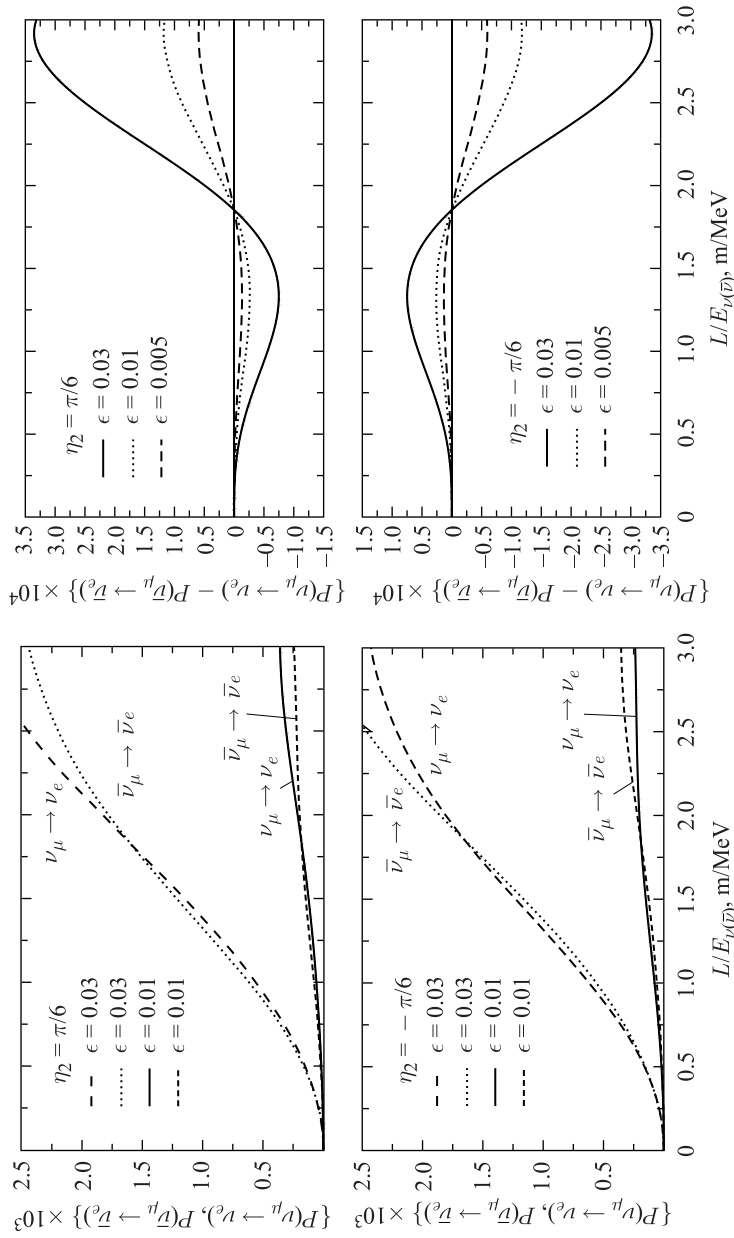
$$a_2 = \begin{pmatrix} \cos \eta_2 & \sin \eta_2 & 0 \\ -\sin \eta_2 & \cos \eta_2 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\chi_2} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

для которого и оказывается возможным описание аномалий нейтринных данных.

Воспользуемся результатами работ [12, 13], относящимися к оценкам абсолютных значений масс m_i ($i = 1, 2, 3$) АН для случая нормальной иерархии в электронвольтах: $m_1 \approx 0,0016$, $m_2 \approx 0,0088$, $m_3 \approx 0,0497$. Массы $m_{3'}$ и $m_{2'}$ двух СН в области порядка ~ 1 эВ выбираем в соответствии с результатом работы [17] для наилучших значений масс СН в $(3 + 2)$ -модели, т. е. $m_{3'} \approx 0,69$ эВ и $m_{2'} \approx 0,93$ эВ. Для значения массы третьего СН $m_{1'}$ воспользуемся значением массы возможной частицы темной материи [18–20], т. е. $m_{1'} \approx 7100$ эВ. Отметим, что $(3 + 2 + 1)$ -модель в принципе может имитировать $(3 + 1)$ - и $(3 + 2)$ -модели при уменьшении роли одного или двух СН, например, при значительном увеличении их масс или при специальном выборе углов смешивания.

Полученные нами результаты могут объяснить появление УА в эксперименте LSND при энергии ~ 40 МэВ и расстоянии ~ 30 м. Важным результатом, как видно из рисунка, является изменение знака разности вероятностей появления ν_e и $\bar{\nu}_e$ (асимметрия) при значениях параметра $L/E_{\nu(\bar{\nu})} \approx 2$, так что при малых расстояниях (меньших 60 м, для энергии $E_{\nu(\bar{\nu})} = 30$ МэВ) в нашей модели имеет место превышение выхода $\bar{\nu}_e$ над выходом ν_e , если $\eta_2 = +\pi/6$, а при достаточно больших расстояниях должно иметь место превышение выхода ν_e над выходом $\bar{\nu}_e$. Обратная ситуация имеет место, если $\eta_2 = -\pi/6$. На левой панели рисунка результаты для $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ и $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ представлены в той же форме и в зависимости от отношения $L/E_{\nu(\bar{\nu})}$, как и результаты экспериментов LSND и MiniBooNE (см. рис. 3 в работе [21]). Полученные результаты являются характерной особенностью данной модели АН и СН и могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных и для предсказания новых. В ближайшие годы запланировано проведение ряда экспериментов по поиску легких СН. Предложены эксперименты по поиску СН с большими потоками электронных антинейтрино, возникающими при β -распаде большого числа ядер ${}^8\text{Li}$ [22]. Готовится проведение ускорительных экспериментов, результаты которых позволили бы с большой достоверностью разрешить загадку LSND-аномалии, а именно OscSNS в США [23] и J-PARC MLF в Японии [24] при энергиях нейтрино ~ 40 МэВ с детекторами на расстояниях от 10 до 100 м от источников нейтрино.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 14-22-03040 код «офи-м».



Вероятности появления ν_e и $\bar{\nu}_e$ в пучках ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ соответственно как функция отношения пройденного расстояния к энергии нейтрино при различных константах связи ϵ активных и стерильных нейтрино (слева) и их разности (справа), при значениях параметра смешивания между АН и СН $\eta_2 = \pi/6$ (сверху) и $\eta_2 = -\pi/6$ (снизу)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горбунов Д. С. // УФН. 2014. Т. 184. С. 545.
2. Athanassopoulos C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3082.
3. Aguilar A. et al. // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 112007.
4. Aguilar-Arevalo A. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 161801.
5. Mueller Th. A. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 054615.
6. Huber P. // Ibid. V. 84. P. 024617; Erratum // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 029901(E).
7. Abdurashitov J. N. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 015807.
8. Kaether F. et al. // Phys. Lett. B. 2010. V. 685. P. 47.
9. Demiański M., Doroshkevich A. G. arXiv:1511.07989v2 [astro-ph.CO].
10. Canetti L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 061801.
11. Conrad J. M. et al. // Adv. High Energy Phys. 2013. V. 2013. P. 163897.
12. Зыкина Н. Ю., Фомичев С. В., Хрущев В. В. // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 938.
13. Khruschov V. V., Fomichev S. V. arXiv:1310.5817v3[hep-ph].
14. Хрущев В. В., Фомичев С. В., Тутов О. А. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 483.
15. Хрущев В. В. и др. // Письма в Астрон. журн. 2015. Т. 41. С. 286.
16. Gariazzo S. et al. arXiv:1507.08204 [hep-ph].
17. Kopp J. et al. // JHEP. 2013. V. 1305. P. 050.
18. Bulbul E. et al. // Astrophys. J. 2014. V. 789. P. 13.
19. Boyarsky A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 251301.
20. Horiuchi S. et al. arXiv:1512.04548 [astro-ph.CO].
21. Aguilar-Arevalo A. A. et al. arXiv:1207.4809 [hep-ex].
22. Lyashuk V. I., Lutostansky Yu. S. arXiv:1503.01280v2 [physics.ins-det].
23. Elnimr M. et al. arXiv:1307.7097 [hep-ph].
24. Adjimura S. et al. arXiv:1502.06324 [hep-ph].