

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ С ТРЕМЯ СТЕРИЛЬНЫМИ НЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА BEST

© 2023 г. В. В. Хрущев<sup>1)\*</sup>, С. В. Фомичев<sup>1)\*\*</sup>

Поступила в редакцию 05.09.2022 г.; после доработки 05.09.2022 г.; принята к публикации 07.09.2022 г.

Производятся оценки значений параметров модели с тремя активными и тремя стерильными нейтрино, а именно, параметров смешивания активных и стерильных нейтрино и масс стерильных нейтрино. При этом используются результаты эксперимента BEST (Baksan Experiment on Sterile Transitions). Эксперимент BEST направлен на проверку галлиевой аномалии на малых расстояниях, т.е. дефицита электронных нейтрино от радиоактивного источника. Кроме того, учитываются результаты экспериментов по проверке ускорительной и реакторной нейтринных аномалий на малых расстояниях, а также некоторые астрофизические данные.

DOI: 10.31857/S0044002723010282, EDN: REBXUD

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий (SM) с успехом применяется для описания процессов с участием элементарных частиц. Однако сейчас для объяснения некоторых явлений требуется выход за рамки SM. Например, для описания осцилляций необходимо ввести три нейтрино с разными массами и предположить, что возможно их смешивание с нарушением законов сохранения лептонных квантовых чисел, т.е. надо перейти к Модифицированной SM (MSM) [1].

Для описания смешивания массивных нейтрино используется матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты  $U_{PMNS} \equiv U = VP$ ,  $\psi_a^L = \sum_i U_{ai} \psi_i^L$ , где  $\psi_{a,i}^L$  являются левыми киральными полями с флейвором  $a$  или массой  $m_i$ ,  $a = \{e, \mu, \tau\}$  и  $i = \{1, 2, 3\}$ . Матрица  $V$  выражается в стандартной параметризации через три угла смешивания  $\theta_{ij}$  и  $CP$ -фазу  $\delta \equiv \delta_{CP}$ , связанную с  $CP$ -нарушением в лептонном секторе для дираковских или майорановских нейтрино, в то время как  $P = \text{diag}\{e^{i\alpha}, e^{i\beta}, 1\}$ , где  $\alpha \equiv \alpha_{CP}$  и  $\beta \equiv \beta_{CP}$  являются фазами, связанными с  $CP$ -нарушением только для майорановских нейтрино.

С помощью экспериментальных данных найдены значения углов смешивания  $\theta_{ij}$  и разности квадратов нейтринных масс  $\Delta m_{21}^2$  и  $\Delta m_{31}^2$  (где  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ ) [1], причем значение  $\Delta m_{31}^2$  пока

известно только с точностью до знака. Поэтому абсолютные значения масс нейтрино можно упорядочить двумя способами, а именно,  $m_1 < m_2 < m_3$  или  $m_3 < m_1 < m_2$ , которые называются нормальным (NO) и обратным (IO) порядками масс нейтрино соответственно. Мы рассматриваем далее только NO-случай спектра масс нейтрино при  $\delta_{CP} = 1.2\pi$ .

Кроме данных по осцилляциям между электронными, мюонными и тауонными нейтрино, получены экспериментальные указания на аномальные осцилляции с участием так называемых стерильных нейтрино (SN). Модели с одним, двумя или тремя SN, т.е. (3 + 1)-, (3 + 2)- или (3 + 3)-модели используются для объяснения аномалий значений нейтринных потоков на малых расстояниях от источника [2–4], а также некоторых астрофизических данных [5, 6]. К нейтринным аномалиям на малых расстояниях (SBL) относятся так называемые ускорительная (или LSND) аномалия (AA) [7], реакторная (антинейтринная) аномалия (RA) [8] и галлиевая (или калибровочная) аномалия (GA) [9].

Далее с учетом последних экспериментальных данных по SBL-аномалиям находятся оценки значений параметров для варианта модели с тремя активными и тремя стерильными нейтрино, который был представлен в работе [10]. Особое внимание уделяется результатам эксперимента BEST (Baksan Experiment on Sterile Transitions) [11] и результатам совместного описания экспериментов MiniBooNE и MicroBooNE [12].

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

\*E-mail: [Khruschov\\_VV@nrcki.ru](mailto:Khruschov_VV@nrcki.ru)

\*\*E-mail: [Fomichev\\_SV@nrcki.ru](mailto:Fomichev_SV@nrcki.ru)

## 2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ (3 + 3)-МОДЕЛЬ НЕЙТРИНО

Эффекты трех активных массивных нейтрино описываются в рамках MSM, тогда как феноменологические модели со стерильными нейтрино менее распространены. Это связано в первую очередь с низким уровнем достоверности экспериментальных данных по SN. Большинство имеющихся экспериментальных указаний, относящихся к AA, RA и GA, находятся на уровне  $3\sigma$ . Поэтому в настоящей работе мы возьмем за основу результаты экспериментов BEST, MiniBooNE и MicroBooNE, уровень достоверности которых почти в 2 раза выше.

При этом будем пользоваться (3 + 3)-моделью, в рамках которой вводится  $6 \times 6$ -матрица смешивания (обобщенная матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты  $U_{\text{GPMNS}}$ ) с удобной и оригинальной параметризацией [10]. Модель содержит три известных активных нейтрино  $\nu_a$  ( $a = e, \mu, \tau$ ) и три новых (стерильных) нейтрино: легкое стерильное нейтрино  $\nu_s$ , скрытое нейтрино  $\nu_h$  и темное нейтрино  $\nu_d$ . Таким образом, модель включает шесть флейворных состояний  $\nu_f$  ( $f = e, \mu, \tau, s, h, d$ ) и шесть массовых состояний  $\nu_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ ), и поэтому для описания осцилляций используется  $6 \times 6$ -матрица смешивания  $U_{\text{GPMNS}} \equiv U_{\text{mix}}$ .

Представим  $U_{\text{mix}}$  в виде матричного произведения  $VP$ , где  $P$  — диагональная матрица, содержащая майорановские  $CP$ -фазы  $\phi_i$ ,  $i = 1, \dots, 5$ , т.е.  $P = \text{diag}\{e^{i\phi_1}, \dots, e^{i\phi_5}, 1\}$ . Сохраняя преемственность обозначений, обозначим дираковские  $CP$ -фазы как  $\delta_i$  и  $\kappa_j$ , а углы смешивания как  $\theta_i$  и  $\eta_j$ , причем  $\delta_1 \equiv \delta_{CP}$ ,  $\theta_1 \equiv \theta_{12}$ ,  $\theta_2 \equiv \theta_{23}$  и  $\theta_3 \equiv \theta_{13}$ .

Для компактности формул введем символы  $\nu_b$  и  $\nu_{i'}$  для стерильных левых флейворных полей и стерильных левых массовых полей соответственно. Поля  $\nu_b$  с индексом  $b$  содержат поля  $\nu_s$ ,  $\nu_h$  и  $\nu_d$ , а  $i'$  будет обозначать набор индексов 4, 5 и 6. Общая  $6 \times 6$ -матрица смешивания  $U_{\text{mix}}$  может быть представлена через  $3 \times 3$ -матрицы  $R$ ,  $T$ ,  $V$  и  $W$  следующим способом:

$$\begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_b \end{pmatrix} = U_{\text{mix}} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_{i'} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} R & T \\ V & W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_{i'} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матрицу  $R$  выберем в виде  $R = \varkappa U_{\text{PMNS}}$ , где  $\varkappa = 1 - \epsilon$  и  $\epsilon$  — малая величина, в то время как  $T$  в уравнении (1) также должна быть малой матрицей по сравнению с известной унитарной  $3 \times 3$ -матрицей смешивания активных нейтрино  $U_{\text{PMNS}}$  ( $U_{\text{PMNS}} U_{\text{PMNS}}^+ = I$ ). Таким образом, при выборе соответствующей нормировки осцилляции активных нейтрино описываются, как и должно быть в

MSM, с помощью матрицы Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты  $U_{\text{PMNS}}$ . Ниже будет использоваться обозначение  $U_{\text{PMNS}} \equiv U$ .

На современном этапе исследований ограничимся только минимальным числом параметров матрицы смешивания  $U_{\text{mix}}$ , которые позволяют объяснить имеющиеся (еще довольно разнородные) экспериментальные данные. Поэтому ниже рассматриваются только некоторые частные случаи матрицы  $U_{\text{mix}}$ . Переход к полной матрице со всеми параметрами может быть сделан в дальнейшем, когда будут получены дополнительные экспериментальные результаты, относящиеся ко всем SBL-аномалиям.

Так как в соответствии с имеющимися данными астрофизических и лабораторных измерений смешивание между активными и стерильными нейтрино должно быть мало, выберем матрицу  $T$  в виде  $T = \sqrt{1 - \varkappa^2} a$ , где  $a$  — произвольная унитарная  $3 \times 3$ -матрица ( $aa^+ = I$ ) и  $\varkappa \approx 1$ . В этом случае матрица  $U_{\text{mix}}$  может быть записана в следующей форме:

$$U_{\text{mix}} = \begin{pmatrix} R & T \\ V & W \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \varkappa U & \sqrt{1 - \varkappa^2} a \\ \sqrt{1 - \varkappa^2} bU & \varkappa c \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $b$  — также произвольная унитарная  $3 \times 3$ -матрица ( $bb^+ = I$ ), причем  $c = -ba$ . При этих условиях матрица  $U_{\text{mix}}$  будет унитарной ( $U_{\text{mix}} U_{\text{mix}}^+ = I$ ).

В частности, будем использовать следующие матрицы  $a$  и  $b$ :

$$a = \begin{pmatrix} \cos \eta_2 & \sin \eta_2 & 0 \\ -\sin \eta_2 & \cos \eta_2 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_2} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$b = - \begin{pmatrix} \cos \eta_1 & \sin \eta_1 & 0 \\ -\sin \eta_1 & \cos \eta_1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_1} \end{pmatrix},$$

где  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  — фазы смешивания между активными и стерильными нейтрино, тогда как  $\eta_1$  и  $\eta_2$  — углы смешивания между ними [13].

Зададим массы нейтрино с помощью нормально упорядоченного набора значений  $\{m\} = \{m_i, m_{i'}\}$ . Для масс активных нейтрино возьмем оценки масс нейтрино для NO-случая (в единицах эВ):

$$m_1 \approx 0.0016, \quad m_2 \approx 0.0088, \quad m_3 \approx 0.0497, \quad (4)$$

которые не противоречат современным экспериментальным данным и были предложены в работах [13–15].

Значения углов смешивания  $\theta_{ij}$  для активных нейтрино, которые определяют матрицу Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты, вычислим из соотношений

$$\sin^2 \theta_{12} \approx 0.318, \quad \sin^2 \theta_{23} \approx 0.566, \\ \sin^2 \theta_{13} \approx 0.0222.$$

Эти соотношения получены на основе обработки экспериментальных данных для NO-случая и даны в работе [16].

В работе [17] был рассмотрен конкретный вариант (3 + 3)-модели для значений масс  $m_4$ ,  $m_5$  и  $m_6$  (LMO1 вариант):

$$\{m\}_{\text{LMO1}} = \{1.1, 1.5 \times 10^3, 7.5 \times 10^3\}. \quad (5)$$

Однако чтобы, например, воспроизвести энергетический спектр электронов, наблюдаемый в эксперименте XENON1T (в котором в области нескольких кэВ фактически виден один максимум при 3.5 кэВ [18]), а также учитывая значения масс SN, приведенные в работе [19], будем использовать в дальнейшем распадающиеся SN с большими значениями  $m_5$  и  $m_6$ , чем значения масс из работы [17], приведенные выше в формуле (5).

Для этого выведем  $m_6$  из кэвной области. Значение массы  $m_4$  около 1 эВ из выражения (5) практически остается неизменным (см. ниже разд. 4). Такое значение массы  $m_4$  удовлетворяет имеющимся сейчас ограничениям [20, 21]. Если предположить, что к максимуму при 3.5 кэВ в эксперименте XENON1T приводит распадающееся тяжелое нейтрино  $\nu_5$ , то его масса должна быть около 7 кэВ. Поэтому будем использовать далее следующие значения масс  $m_5$  и  $m_6$ :

$$\{m_5, m_6\} = \{7 \times 10^3, 1 \times 10^6\}. \quad (6)$$

Заметим, что стерильные нейтрино в интервале масс от 1 до 10 кэВ привлекаются для интерпретации некоторых астрофизических данных [5, 6], что соответствует нашему выбору массы  $m_5$ , равной 7 кэВ.

Чтобы сделать вычисления более конкретными, будем пользоваться пробными значениями новых параметров смешивания:

$$\kappa_1 = \kappa_2 = -\pi/2, \quad \eta_1 = 5^\circ, \quad (7) \\ \eta_2 = \pm(3^\circ - 10^\circ).$$

Значения параметров  $m_4$  и  $\epsilon$  будут определены в разд. 4 с учетом имеющихся экспериментальных результатов по поиску стерильных нейтрино.

### 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ И СОХРАНЕНИЯ ФЛЕЙВОРОВ НЕЙТРИНО

Приведем в этом разделе обобщение аналитических выражений для вероятностей переходов и сохранения различных флейворов нейтрино, полученных в работе [22], на случай распадающихся нейтрино. С помощью уравнений для распространения различных нейтринных флейворов (см., например, [17]) можно получить аналитические выражения для вероятностей переходов различных флейворов стабильных нейтрино/антинейтрино в вакууме как функции расстояния  $L$  от источника.

Если  $\tilde{U} \equiv U_{\text{mix}}$  есть обобщенная  $6 \times 6$ -матрица смешивания в виде (2), и если использовать обозначение  $\Delta_{ki} \equiv \Delta m_{ik}^2 L / (4E)$ , то, следуя работе [22], можно вычислить вероятности переходов от  $\nu_\alpha$  к  $\nu_{\alpha'}$ , или от  $\bar{\nu}_\alpha$  к  $\bar{\nu}_{\alpha'}$  с помощью формулы

$$P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'})) = \delta_{\alpha'\alpha} - \quad (8) \\ - 4 \sum_{i>k} \text{Re}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha'i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin^2 \Delta_{ki} \pm \\ \pm 2 \sum_{i>k} \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha'i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin 2\Delta_{ki},$$

где верхний знак (+) соответствует переходам нейтрино  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}$ , тогда как нижний знак (–) — переходам антинейтрино  $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}$ .

Заметим, что здесь флейворные индексы  $\alpha$  и  $\alpha'$  (также как индексы суммирования  $i$  и  $k$  по массовым состояниям) применяются ко всем нейтрино, т.е. к активным и стерильным нейтрино. Более того, как следует из уравнения (8), соотношение  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \equiv P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)$  выполняется точно вследствие условия СРТ-инвариантности [22].

Выражения (8), приведенные выше, непосредственно обобщаются на случай распадающихся нейтрино с учетом ширины их распада  $\Gamma_i$ . Для этого в первоначальных уравнениях для распространения нейтринных флейворов [17] необходимо сделать замену энергии нейтрино  $E_i$  на комплексную величину  $E_i - i\Gamma_i/2$ . Тогда вероятности переходов от  $\nu_\alpha$  к  $\nu_{\alpha'}$ , или от  $\bar{\nu}_\alpha$  к  $\bar{\nu}_{\alpha'}$ , будут вычисляться следующим образом:

$$P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'})) = \delta_{\alpha'\alpha} + \quad (9) \\ + 2 \sum_{i>k} \text{Re}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha'i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) (T_{ki} \cos 2\Delta_{ki} - 1) \pm \\ \pm 2 \sum_{i>k} \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha'i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) T_{ki} \sin 2\Delta_{ki},$$

где  $T_{ki} = \exp\{-\frac{L}{2}(\Gamma_k + \Gamma_i)\}$ .

При этом  $(\Delta m_{ik}^2 L) / (4E\hbar c)$  эквивалентно  $1.27(\Delta m_{ik}^2 L) / E$ , если  $\Delta m_{ik}^2$  заданы в эВ<sup>2</sup>,  $E$  задана

в МэВ, а  $L$  — в метрах. Соответственно,  $L(\Gamma_k + \Gamma_i)/2\hbar c$  эквивалентно  $0.253 \times 10^7 L(\Gamma_k + \Gamma_i)$ , если  $L$  задана в метрах, а  $\Gamma_k$  и  $\Gamma_i$  заданы в эВ.

$P_{ee}(L) = \sum_i P_{ee}(E_i, L) B_i \sigma_i / \sum_i B_i \sigma_i$  при различных значениях  $m_4$  и при  $L_{\text{in}} = 67$  см, что является геометрическим радиусом сферы (см. рис. 1).

#### 4. ОЦЕНКИ МАССЫ ЛЕГКОГО СТЕРИЛЬНОГО НЕЙТРИНО, ВЕЛИЧИНЫ СМЕШИВАНИЯ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРИНО И ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПОЯВЛЕНИЯ И СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ НЕЙТРИНО

Оценим значения параметров  $m_4$  и  $\epsilon$  в рассматриваемой модели. При этом будем использовать в первую очередь экспериментальный результат работы [11], полученный для внутреннего объема мишени в виде сферы, заполненной галлием. В сферу вставлен цилиндр с радиусом  $r_{\text{cyl}} = 4.6$  см, который на  $h_{\text{sou}} = 5.4$  см ниже центра сферы с одного конца, другой конец цилиндра доходит до края сферы.

Проинтегрируем по внутренности сферы по формуле из работы [9], приведенной ниже:

$$R \approx \frac{\int_V L^{-2} \sum_i P_{ee}(E_i, L) B_i \sigma_i}{\int_V L^{-2} \sum_i B_i \sigma_i}. \quad (10)$$

Здесь, в формуле (10),  $L$  — расстояние от источника до точки внутри детектора,  $B_i$  — парциальные отношения,  $\sigma_i$  — сечения захвата  $^{71}\text{Ga}$  для электронных нейтрино, излучаемых с дискретных уровней  $^{51}\text{Cr}$ ,  $P_{ee}(E_i, L)$  — вероятность сохранения электронного нейтрино в рассматриваемой нами (3 + 3)-модели, которая дается формулой (9) для  $P(\nu_\alpha(\vec{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\vec{\nu}_{\alpha'}))$ .

Таким образом, получим оценку усредненной величины  $R_{\text{in}}$ , которая согласно работе [11] равна  $R_{\text{in}} = 0.791 \pm 0.05$ . При этом надо учесть, что электронные нейтрино в 81.63% случаев излучаются с энергией 747 кэВ, в 8.95% случаев излучаются с энергией 427 кэВ, в 8.49% случаев излучаются с энергией 752 кэВ, в 0.93% случаев излучаются с энергией 432 кэВ.

Такие вычисления были проделаны при разных значениях радиуса сферы от 50 до 70 см и при разных значениях  $m_4$  в пределах от 0.4 до 3 эВ. В этом интервале значений  $m_4$  находятся значения массы легкого SN, полученные в ряде экспериментов, таких как BEST, MiniBooNE, MicroBooNE, Neutrino-4 [11, 12, 23]. Заметим, что при значениях  $m_4$ , меньших чем 0.7 эВ, значение  $\epsilon$  становится намного больше, чем 0.1, поэтому в рамках данного варианта модели этот случай не рассматривается.

Приведем теперь графики вероятности в зависимости от  $L$  сохранения электронного нейтрино

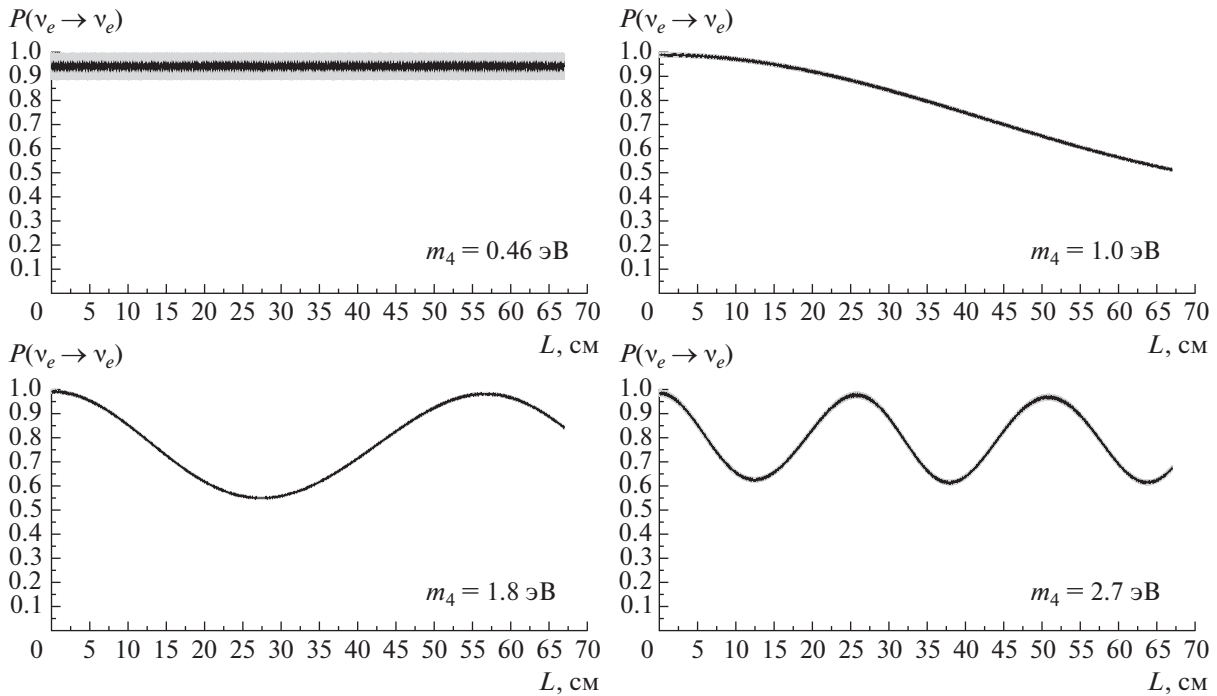
На основе полученных результатов выбрано характерное значение массы  $m_4$ , равное 1 эВ при следующих значениях ширин распада стерильных нейтрино:  $\Gamma_4 = 10^{-14}$ ,  $\Gamma_5 = 10^{-8}$  и  $\Gamma_6 = 10^{-7}$  эВ. В этом случае при  $R_{\text{in}} = 0.79$  значение  $\epsilon$  находится около 0.1.

Выбранные выше параметры (3 + 3)-модели позволяют построить графики вероятностей появления и сохранения различных флейворов нейтрино в рассматриваемой модели как функции отношения расстояния  $L$  от источника к энергии нейтрино  $E$ . Так, на рис. 2 приведены результаты для распадающихся стерильных нейтрино для  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \equiv P(\vec{\nu}_e \rightarrow \vec{\nu}_e)$ . На рис. 3 показаны вероятности появления  $\nu_e$  в пучках  $\nu_\mu$  для распадающихся стерильных нейтрино для тех же значений параметров модели. На всех панелях серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого кэвного нейтрино, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности.

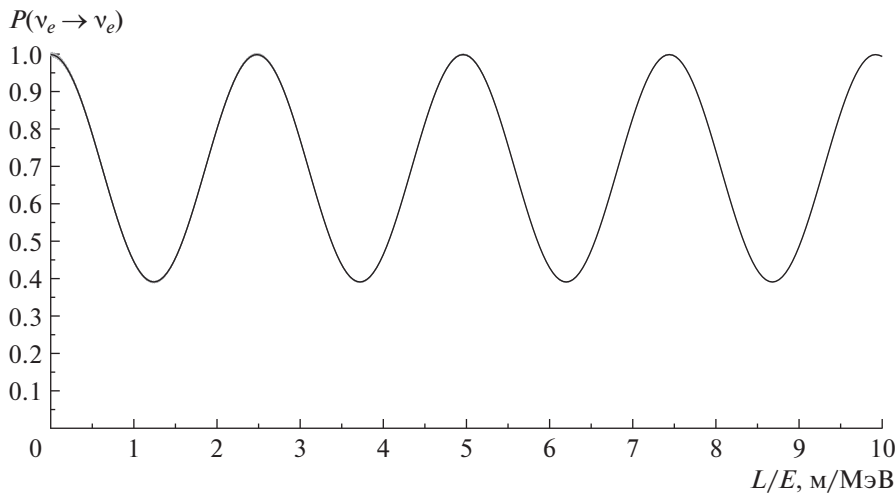
Как видно из приведенных на этих рисунках результатов, очень малая ширина легкого стерильного нейтрино  $\Gamma_4$  практически не оказывает влияния на осцилляционные характеристики активных нейтрино. Однако ширина  $\Gamma_5$  кэвного нейтрино уже влияет на быстрые осцилляции от кэвных стерильных нейтрино, которые визуально представляются серым фоном.

В итоге, за исключением начального участка малых значений отношения  $L/E$ , вклад стерильных нейтрино имеет характер плавных колебаний, соответствующих осцилляциям на плавных усредненных кривых на рис. 2 и рис. 3 для стабильных стерильных нейтрино. Эти осцилляции на интервале значений  $L/E < 10$  м/МэВ менее выражены на начальном участке для ускорительной аномалии, соответствующей рис. 3, но остаются достаточно хорошо выраженными для реакторной и калибровочной аномалий.

Таким образом, с приведенными ранее в разд. 2 наборами масс (4), (6) для активных и стерильных нейтрино и для  $m_4 = 1$  эВ сохраняется возможность интерпретации аномалий нейтринных данных на малых расстояниях [10, 24] как эффекта стерильных нейтрино в случае распадающихся стерильных нейтрино (см. рис. 2 и 3).



**Рис. 1.** Вероятности сохранения для  $\nu_e$  в зависимости от расстояния  $L$  от источника для условий эксперимента BEST при различных значениях параметра  $m_4$  (3 + 3)-модели ( $m_4 = 0.46, 1.0, 1.8, 2.7$  эВ) и, соответственно, параметра  $\epsilon$ , при постоянных значениях остальных параметров  $m_5 = 7 \times 10^3$  эВ,  $m_6 = 1 \times 10^6$  эВ,  $\Gamma_4 = 10^{-14}$  эВ,  $\Gamma_5 = 10^{-9}$  эВ,  $\Gamma_6 = 10^{-7}$  эВ,  $\eta_2 = 10^\circ$ ,  $L_{in} = 67$  см,  $R_{in} = 0.79$ .

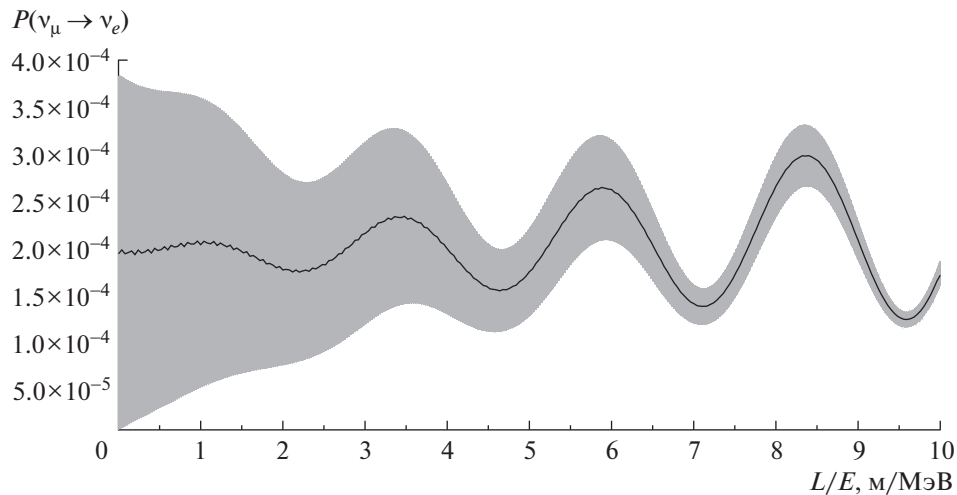


**Рис. 2.** Вероятности сохранения для  $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ ) в зависимости от отношения расстояния  $L$  от источника к энергии нейтрино  $E$  в пучках  $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ ) для распадающихся стерильных нейтрино в (3 + 3)-модели со значениями параметров  $m_4 = 1.0$  эВ,  $m_5 = 7 \times 10^3$  эВ,  $m_6 = 1 \times 10^6$  эВ,  $\Gamma_4 = 10^{-14}$  эВ,  $\Gamma_5 = 10^{-8}$  эВ,  $\Gamma_6 = 10^{-7}$  эВ,  $\eta_2 = 3^\circ$ ,  $\epsilon = 0.0987$ .

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе получены уточненные оценки параметров феноменологической (3 + 3)-нейтринной модели с тремя активными нейтрино и тремя распадающимися стерильными нейтрино с учетом имеющихся экспериментальных данных экспериментов BEST, MiniBooNE, MicroBooNE,

Neutrino-4 [11, 12, 23]. При этом использовалась обобщенная формула для вероятностей появления и сохранения различных флейворов нейтрино для осцилляций с участием распадающихся стерильных нейтрино, полученная в работе [10]. Для выбранных значений параметров (3 + 3)-модели проведено вычисление вероятностей и представ-



**Рис. 3.** Вероятности появления  $\nu_e$  в зависимости от отношения расстояния  $L$  от источника к энергии нейтрино  $E$  в пучках  $\nu_\mu$  для распадающихся стерильных нейтрино в  $(3+3)$ -модели со значениями параметров  $m_4 = 1.0$  эВ,  $m_5 = 7 \times 10^3$  эВ,  $m_6 = 1 \times 10^6$  эВ,  $\Gamma_4 = 10^{-14}$  эВ,  $\Gamma_5 = 10^{-8}$  эВ,  $\Gamma_6 = 10^{-7}$  эВ,  $\eta_2 = 3^\circ$ ,  $\epsilon = 0.0987$ .

лены их графики (рис. 2 и рис. 3). Подавление осцилляций за счет распадающихся легких стерильных нейтрино оказывается незначительным, однако распад кэвного нейтрино подавляет быстрые осцилляции, связанные с ним, причем для реакторной и галлиевой аномалий осцилляции хорошо выражены практически на всем интервале значений  $L/E < 10$  м/МэВ.

Если в дальнейших наблюдениях подтвердится существование трех стерильных нейтрино, это приведет к значительному изменению интерпретации ряда явлений в нейтринной физике, а также в астрофизике и космологии Вселенной. Например, станет возможным объяснить экспериментальные данные для нейтринных SBL-аномалий, а также появление некоторых аномальных линий в гамма-спектрах ряда астрофизических источников. Как показано в настоящей работе, для описания нейтринных аномалий применим вариант  $(3+3)$ -нейтринной модели с распадающимися стерильными нейтрино при найденных выше значениях параметров модели (рис. 2 и рис. 3).

Преимуществом  $(3+3)$ -модели по сравнению с широко распространенной  $(3+1)$ -моделью с одним стерильным нейтрино является то, что в ее рамках можно объяснить не только SBL-аномалии, но и результаты других экспериментов, например, XENON1T, а также некоторые аномальные астрофизические данные.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
2. K. N. Abazajian, M. A. Acero, S. K. Agarwalla, A. A. Aguilar-Arevalo, C. H. Albright, S. Antusch, C. A. Argüelles, A. B. Balantekin, G. Barenboim, V. Barger, P. Bernardini, F. Bezrukov, O. E. Bjaelde, S. A. Bogacz, N. S. Bowden, A. Boyarsky, *et al.*, arXiv: 1204.5379.
3. S. Böser, C. Buck, C. Giunti, J. Lesgourgues, L. Ludhova, S. Mertens, A. Schukraft, and M. Wurm, Prog. Part. Nucl. Phys. **111**, 103736 (2020).
4. M. A. Acero, C. A. Argüelles, M. Hostert, D. Kalra, G. Karagiorgi, K. J. Kelly, B. R. Littlejohn, P. Machado, W. Pettus, M. Troups, M. Ross-Lonergan, A. Sousa, P. T. Surukuchi, Y. Y. Y. Wong, W. Abdallah, A. M. Abdullahi, *et al.*, arXiv: 2203.07323.
5. A. Schneider, Phys. Rev. D **98**, 063021 (2018).
6. A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens, and O. Ruchayskiy, Prog. Part. Nucl. Phys. **104**, 1 (2019).
7. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. D **103**, 052002 (2021).
8. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
9. C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. C **83**, 065504 (2011).
10. V. V. Khrushov and S. V. Fomichev, Universe **8**, 97 (2022).
11. V. V. Barinov, S. N. Danshin, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, D. S. Gorbunov, T. V. Ibragimova, Yu. P. Kozlova, L. V. Kravchuk, V. V. Kuzminov, B. K. Lubsandorzhiev, Yu. M. Malyshkin, I. N. Mirmov, A. A. Shikhin, E. P. Veretenkin, *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 065502 (2022).
12. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collab.), arXiv: 2201.01724.
13. В. В. Хрущев, С. В. Фомичев, О. А. Титов, ЯФ **79**, 483 (2016) [V. V. Khrushov, S. V. Fomichev, and O. A. Titov, Phys. At. Nucl. **79**, 708 (2016)].

14. Н. Ю. Зысина, С. В. Фомичев, В. В. Хрущев, ЯФ **77**, 938 (2014) [N. Yu. Zysina, S. V. Fomichev, and V. V. Khruschov, Phys. At. Nucl. **77**, 890 (2014)].
15. А. В. Юдин, Д. К. Надёжин, В. В. Хрущев, С. В. Фомичев, Письма в Астрон. журн. **42**, 881 (2016) [A. V. Yudin, D. K. Nadyozhin, V. V. Khruschov, and S. V. Fomichev, Astron. Lett. **42**, 800 (2016)].
16. P. F. de Salas, D. V. Forero, S. Gariazzo, P. Martínez-Miravé, O. Mena, C. A. Ternes, M. Tórtola, and J. W. F. Valle, JHEP **2102**, 071 (2021).
17. V. V. Khruschov and S. V. Fomichev, Int. J. Mod. Phys. A **34**, 1950175 (2019).
18. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), Phys. Rev. D **102**, 072004 (2020).
19. S. Vergani, N. W. Kamp, A. Diaz, C. A. Argüelles, J. M. Conrad, M. H. Shaevitz, and M. A. Uchida, Phys. Rev. D **104**, 095005 (2021).
20. M. Archidiacono, S. Gariazzo, C. Giunti, S. Hannestad, and T. Tram, JCAP **2012**, 029 (2020).
21. S. Vagnozzi, Phys. Rev. D **102**, 023518 (2020).
22. S. M. Bilenky, Письма в ЭЧАЯ **12**, 720 (2015) [S. M. Bilenky, Phys. Part. Nucl. Lett. **12**, 453 (2015)].
23. A. P. Serebrov, R. M. Samoiloв, V. G. Ivochkin, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev, V. L. Golovtsov, S. S. Volkov, A. V. Chernyj, O. M. Zhrebtsov, M. E. Chaikovskii, A. L. Petelin, A. L. Izhutov, A. A. Tuzov, S. A. Sazontov, M. O. Gromov, *et al.*, Phys. Rev. D **104**, 032003 (2021).
24. A. Palazzo, Universe **6**, 41 (2020).

## DETERMINATION OF PARAMETERS OF THE MODEL WITH THREE STERILE NEUTRINOS ON THE BASE OF EXPERIMENT BEST RESULTS

V. V. Khruschov<sup>1)</sup>, S. V. Fomichev<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

The parameter values of the model with three active and three sterile neutrinos are estimated, namely, the mixing parameters of active and sterile neutrinos and masses of sterile neutrinos. In this case, the results of the experiment BEST (Baksan Experiment on Sterile Transitions) are used. The experiment BEST aims to test the gallium anomaly at small distances, i.e. deficiency of electron neutrinos from a radioactive source. In addition, the results of experiments to verify accelerator and reactor neutrino anomalies at short distances, as well as some astrophysical data, are taken into account.