

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ XENON1T-ПРЕВЫШЕНИЯ В МОДЕЛИ РАСПАДАЮЩИХСЯ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО

В. В. Хрущев, С. В. Фомичев*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Обнаруженное в эксперименте XENON1T превышение электронных событий отдачи с энергиями от 1 до 7 кэВ рассматривается в рамках феноменологической модели с тремя активными и тремя распадающимися стерильными нейтрино. Для радиационного распада майорановского стерильного нейтрино за счет магнитных дипольных переходов в другие состояния нейтрино сделаны оценки параметров распада. Получены аналитические выражения для вероятностей перехода и сохранения различных флейворов нейтрино с учетом вкладов распадающихся стерильных нейтрино, и представлены графики этих вероятностей.

We consider the experimentally detected XENON1T excess of electron recoil events in the energy range of 1–7 keV in the framework of the phenomenological model with three active and three sterile neutrinos. Estimations of the decay parameters for the radiative decay of Majorana sterile neutrino due to the magnetic dipole transitions into other neutrino states are made. The analytical expressions are obtained for the transition and surviving probabilities for different neutrino flavors taking into account the decaying sterile neutrinos contributions, and the graphical dependences of these probabilities are presented.

PACS: 12.10.Kt; 12.90.+b; 13.35.Hb; 14.60.Pq; 14.60.St; 95.35.+d

ВВЕДЕНИЕ

В 2020 г. опубликованы данные эксперимента XENON1T, относящиеся к электронным событиям отдачи в жидком ксеноне в области значений энергии между 1 и 210 кэВ [1]. В результате проведенных измерений числа электронных событий отдачи на двух этапах эксперимента и сравнения его с рассчитанным для данной установки фоном было получено превышение таких событий в области энергии 1–7 кэВ с максимумом вблизи 3 кэВ на первом этапе эксперимента. Этот максимум сдвигался к 3,5 кэВ на втором этапе эксперимента, где был учтен дополнительный вклад в фон за счет трития. В данной работе предлагается интерпретация замеченного эффекта в рамках модели с тремя активными и тремя стерильными нейтрино [2], которая использовалась

* E-mail: khruschov_vv@nrcki.ru

для описания аномалий нейтринных данных, а именно: ускорительной аномалии, реакторной аномалии и галлиевой (калибровочной) аномалии [3]. Аномалии проявляют себя на малых расстояниях, точнее, на таких расстояниях L от источника, когда значение параметра $\Delta m^2 L/E$ порядка единицы, где E — энергия нейтрино, Δm^2 — разность квадратов масс массовых состояний нейтрино. Три типа нейтринных аномалий на малых (SBL) расстояниях можно объяснить присутствием по крайней мере одного или двух новых нейтрино, которые не взаимодействуют непосредственно с известными калибровочными бозонами, поэтому они называются стерильными нейтрино (SN). Характерная шкала масс SN, которая нужна для объяснения SBL-аномалий, составляет 1 эВ. В данной работе для интерпретации XENON1T-превышения в рамках принятой модели используется свойство распада стерильных нейтрино [4], которое не учитывалось ранее в работе [2].

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ (3 + 3)-МОДЕЛИ С АКТИВНЫМИ И СТЕРИЛЬНЫМИ НЕЙТРИНО

Для совместного описания SBL-нейтринных аномалий и результата эксперимента XENON1T будем использовать модель, которая включает три активных нейтрино ν_a ($a = e, \mu, \tau$) и три новых (стерильных) нейтрино: легкое стерильное нейтрино ν_s , скрытое нейтрино ν_h и темное нейтрино ν_d . Таким образом, (3 + 3)-модель [2] содержит шесть нейтринных флейворных состояний и шесть нейтринных массовых состояний, поэтому надо привлечь 6×6 матрицу смешивания, которую назовем обобщенной матрицей смешивания U_{mix} , или обобщенной матрицей Понтекорво–Маки–Накагава–Сакаты $U_{\text{GPMNS}} \equiv U_{\text{mix}}$. U_{mix} может быть выражена в виде матричного произведения VP , где P — диагональная матрица, содержащая майорановские CP-фазы φ_i , $i = 1, \dots, 5$, т. е. $P = \text{diag}\{1, e^{i\varphi_1}, \dots, e^{i\varphi_5}\}$. Будем использовать частные формы матрицы V . Сохраняя преемственность обозначений, обозначим дираковские CP-фазы как δ_i и κ_j , а углы смешивания — как θ_i и η_j , причем $\delta_1 \equiv \delta_{\text{CP}}$, $\theta_1 \equiv \theta_{12}$, $\theta_2 \equiv \theta_{23}$ и $\theta_3 \equiv \theta_{13}$.

Для компактности формул введем символы ν_b и $\nu_{i'}$ для стерильных левых флейворных полей и стерильных левых массовых полей соответственно. Поля ν_b с индексом b содержат поля ν_s , ν_h и ν_d , а i' будет обозначать набор индексов 4, 5 и 6. Общая 6×6 матрица смешивания U_{mix} может быть представлена через 3×3 матрицы R , T , V и W в следующем виде:

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

Представим матрицу R в форме $R = \varkappa U_{\text{PMNS}}$, где $\varkappa = 1 - \varepsilon$ и ε — малая величина, в то время как T в уравнении (1) должна быть малой

матрицей по сравнению с известной унитарной 3×3 матрицей смешивания активных нейтрино U_{PMNS} ($U_{\text{PMNS}}U_{\text{PMNS}}^+ = I$). Таким образом, при выборе соответствующей нормировки активные нейтрино смешиваются, как и должно быть в модифицированной Стандартной модели (MSM), с помощью матрицы Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты U_{PMNS} . В MSM нейтрино обладают массами в отличие от безмассовых нейтрино Стандартной модели. Ниже будет использоваться обозначение $U_{\text{PMNS}} \equiv U$.

На современном этапе исследований ограничимся минимальным числом параметров матрицы смешивания U_{mix} , позволяющим объяснить еще довольно разнородные имеющиеся экспериментальные данные. В дальнейшем, когда будут получены надежные экспериментальные результаты, относящиеся к различным аномалиям, возможен переход к полной матрице U_{mix} со всеми параметрами. Таким образом, ниже используются только частные случаи матрицы U_{mix} . Так как в соответствии с имеющимися данными астрофизических и лабораторных измерений смешивание между активными и стерильными нейтрино должно быть мало, то выберем матрицу T в виде $T = \sqrt{1 - \varkappa^2} a$, где a — произвольная унитарная 3×3 матрица ($aa^+ = I$). В этом случае матрица U_{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 3×3 матрица ($bb^+ = I$), причем $c = -ba$. При этих условиях матрица U_{mix} будет унитарной ($U_{\text{mix}}U_{\text{mix}}^+ = I$). В частности, будем использовать следующие матрицы a и b :

$$a = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \eta_4 & \sin \eta_4 \\ 0 & -\sin \eta_4 & \cos \eta_4 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \eta_3 & 0 & \sin \eta_3 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \eta_3 & 0 & \cos \eta_3 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \eta_2 & \sin \eta_2 & 0 \\ -\sin \eta_2 & \cos \eta_2 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_2} \end{pmatrix}, \quad (3a)$$

$$b = - \begin{pmatrix} \cos \eta_1 & \sin \eta_1 & 0 \\ -\sin \eta_1 & \cos \eta_1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_1} \end{pmatrix}, \quad (3b)$$

где κ_1 и κ_2 — фазы смешивания между активными и стерильными нейтрино, тогда как η_1 и η_2 , а также η_3 и η_4 — углы смешивания между ними. Матрица a вида (3a) при $\eta_3 = 0$ и $\eta_4 = 0$ использовалась ранее в работе [5]. В некоторых случаях желательно (как видно ниже из формулы (9)) иметь значения элементов нижней (3-й) строки матрицы (3a) максимальными по модулю (при известных фиксированных параметрах

η_2 и κ_2). Остальные элементы матрицы U_{mix} получаются стандартным образом.

Чтобы сделать вычисления более конкретными, выберем следующие пробные значения новых параметров смешивания:

$$\kappa_1 = \kappa_2 = -\pi/2, \quad \eta_1 = 5^\circ, \quad \eta_2 = \pm 30^\circ, \quad (4)$$

а также предположим, что малый параметр ε удовлетворяет условию $\varepsilon \lesssim 0,03$.

Зададим массы нейтрино с помощью нормально упорядоченного набора значений $\{m\} = \{m_i, m_{i'}\}$, когда $m_i < m_j$ при $i < j$ (это нормальная иерархия или нормальный порядок (NO)). Для масс активных нейтрино возьмем оценки масс нейтрино, предложенные в работах [5–7] для NO-случая (в единицах эВ), которые не противоречат современным экспериментальным данным:

$$m_1 \approx 0,0016, \quad m_2 \approx 0,0088, \quad m_3 \approx 0,0497. \quad (5)$$

Значения углов смешивания θ_{ij} для активных нейтрино, которые определяют матрицу Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты, вычислим из соотношений $\sin^2 \theta_{12} \approx 0,318$, $\sin^2 \theta_{23} \approx 0,566$ и $\sin^2 \theta_{13} \approx 0,0222$. Эти соотношения получены на основе обработки экспериментальных данных для NO-случая и даны в работе [8].

В работе [2] был рассмотрен конкретный вариант (3 + 3)-модели для значений масс m_4 , m_5 и m_6 (вариант LMO1):

$$\{m\}_{\text{LMO1}} = \{1,1, 1,5 \cdot 10^3, 7,5 \cdot 10^3\}. \quad (6)$$

Однако для описания XENON1T-превышения необходимо увеличить значение m_5 . Рассмотрим два варианта значений масс m_5 и m_6 при неизменном значении m_4 . При этом отметим, что для настоящей работы изменение значения квадрата m_4 в пределах от 0,1 до 10 эВ² не является существенным и все приведенные ниже результаты сохраняются. В первом случае [4]

$$\{m\}_{\text{LMO2}} = \{1,1, 3,4 \cdot 10^3, 7,6 \cdot 10^3\}, \quad (7)$$

тогда как во втором случае значения масс m_5 и m_6 следующие:

$$\{m\}_{\text{LMO}} = \{1,1, 7 \cdot 10^3, 1 \cdot 10^6\}. \quad (8)$$

Будем предполагать, что стерильные нейтрино первоначально обладают нерелятивистскими скоростями. При использовании такого подхода и значений масс (7) при радиационных распадах кэВ-х нейтрино предсказываются три пика в энергетической области 1–7 кэВ электронных событий отдачи при энергиях, приблизительно равных 1,7, 3 и 3,8 кэВ. Однако чтобы воспроизвести энергетический спектр электронов, наблюдаемый в эксперименте XENON1T (в котором в области нескольких килоэлектронвольт фактически виден один максимум), а также учи-

тывая значения масс SN из работы [9], воспользуемся в дальнейшем значениями (8). Заметим, что стерильные нейтрино в интервале масс от 1 до 10 кэВ привлекаются для интерпретации некоторых астрофизических данных [10], что не противоречит нашему выбору массы m_5 , равной 7 кэВ.

2. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПРЕВЫШЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОБЫТИЙ ОТДАЧИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ XENON1T В (3 + 3)-МОДЕЛИ

Недавно были представлены данные эксперимента XENON1T, относящиеся к превышению над фоном электронных событий отдачи в области значений энергии между 1 и 7 кэВ [1]. Эксперимент XENON1T проводится под землей в Национальной лаборатории INFN в Гран-Сассо, в нем используется камера с временной регистрацией событий, заполненная жидким ксеноном с массой порядка 1 т. Эксперимент первоначально предназначался для детектирования темной материи, состоящей из слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMP). Взаимодействие частиц внутри детектора приводит к возникновению как быстрых сцинтилляционных сигналов, так и запаздывающих электролюминесцентных сигналов. Эти световые сигналы детектируются системой фотоэлектрических умножителей сверху и снизу рабочего объема, и по их показаниям определяется выделенная энергия и координаты события. Отношение между электролюминесцентными сигналами и быстрыми сцинтилляционными сигналами используется для определения отдачи электронов, продуцируемой, например, гамма-лучами или бета-электронами, по сравнению с отдачей ядер, продуцируемой, например, нейтронами или WIMPs.

В результате проведенных в два этапа измерений числа электронных событий отдачи и сравнения его с рассчитанным для данной установки фоном было получено превышение таких событий в области 1–7 кэВ с максимумом вблизи 3 кэВ на первом этапе и вблизи 3,5 кэВ на втором этапе (на втором этапе учитывался также дополнительный вклад в фон за счет примеси трития) [1]. Проверка замеченной аномалии будет продолжена как в эксперименте XENON1T, так и в будущих экспериментах такого типа.

Остановимся на возможности описания в рамках рассмотренной выше модели XENON1T-превышения электронных событий отдачи. Будем предполагать, что это превышение связано с взаимодействием электронов с фотонами, возникающими при распадах скрытых нейтрино, которые присутствуют в земных условиях с нерелятивистскими скоростями. Другие возможные механизмы распада, например с помощью темных бозонов, в настоящей работе в силу их гипотетического характера [11, 12] не рассматриваются.

В первую очередь оценим ширины радиационных распадов стерильных массовых состояний нейтрино по методу работы [13], которые происходят с помощью обмена W^\pm -бозонами и бозонами Хиггса. Согласно

результату работы [13] ширина распада майорановского массивного нейтрино с массой m_i в майорановское массивное нейтрино с массой m_j при условии $m_i \gg m_j$ приближенно может быть вычислена по формуле

$$\Gamma_{ij} \approx (10^{29} \text{ лет})^{-1} \left[\frac{m_i}{30 \text{ эВ}} \right]^5 \cdot 2(1 - 2x^2) \left| \tilde{U}_{\tau i}^* \tilde{U}_{\tau j} \right|^2, \quad (9)$$

где $x = m_j/m_i \ll 1$. Для стерильных нейтрино с массами порядка нескольких килоэлектронвольт оценка ширины их распада в энергетических единицах приводит к чрезвычайно малому результату $\Gamma_{ij} \sim 10^{-42}$ эВ (что соответствует оценке во временных единицах $\Gamma_{ij} \sim 10^{-20}$ лет $^{-1}$).

Рассмотрим другие возможные механизмы распада стерильных нейтрино [9], которые могут приводить к гораздо большим ширинам распада. В работах [14–16] рассматривалось взаимодействие нейтрино с электромагнитным полем за счет аномальных дипольных моментов нейтрино (дипольный портал). В данной работе ограничимся учетом магнитных дипольных моментов. Стерильные нейтрино будем рассматривать как майорановские частицы. Тогда собственные магнитные моменты SN равны нулю, и ненулевыми остаются только недиагональные матричные элементы магнитного дипольного момента (переходные магнитные моменты), отвечающие за электромагнитные переходы между различными массовыми состояниями нейтрино [17]. Часть лагранжиана, содержащая кинетическую часть лагранжиана электромагнитного поля и его взаимодействие с аномальными магнитными моментами SN, имеет вид

$$L' = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \Sigma_{ij} \mu_{ij} \bar{\nu}_i \sigma^{\mu\nu} \nu_j F_{\mu\nu}, \quad (10)$$

где

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad \sigma^{\mu\nu} = i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/2. \quad (11)$$

Таким образом, в области энергий нескольких килоэлектронвольт будут излучаться фотоны (γ -кванты) с энергиями около 3,5 кэВ за счет распада ν_5 в ν_4 и в активные массовые нейтринные состояния ν_i , $i = 1, 2, 3$. Используя результаты работы [17], можно связать ширину распада нейтрино Γ_5 за счет таких радиационных распадов с эффективным переходным магнитным моментом нейтрино:

$$\Gamma_5^{-1} \approx 0,19 \left(\frac{1 \text{ эВ}}{m_5} \right)^3 \left(\frac{\mu_B}{\mu_{\text{eff}}} \right)^2 \text{ с}, \quad (12)$$

где $\mu_{\text{eff}} = \sqrt{\Sigma_i \mu_{5i}^2}$ — эффективный переходный магнитный момент тяжелого нейтрино ν_5 . Для использованного ранее феноменологического значения ширины распада $\Gamma_5 \sim 10^{-7}$ эВ, что во временных единицах соответствует значению $\Gamma_5 \sim 10^8$ с $^{-1}$, и со значением массы $m_5 = 7$ кэВ из соотношения (12) можно получить, что это отвечает значению эффективного переходного магнитного момента μ_{eff} нейтрино ν_5 порядка

$0,01\mu_B$. Для массивного нейтрино ν_6 , если его ширина $\Gamma_6 \sim 10^{-5}$ эВ, он должен обладать эффективным переходным магнитным моментом $\sim 5 \cdot 10^{-5}\mu_B$. Если магнитный момент перехода легкого стерильного нейтрино ν_4 оценить значением порядка μ_B (или меньше), то ширина его распада Γ_4 вследствие магнитно-дипольного взаимодействия не будет превышать значения 10^{-14} эВ. Эти оценки допустимых значений переходных магнитных моментов тяжелых нейтрино, вытекающие из анализа результата эксперимента XENON1Т с привлечением (3 + 3)-модели, являются одним из феноменологических результатов настоящей работы. В работе не рассматриваются возможные механизмы возникновения таких достаточно больших значений μ_{eff} , которые могут включать в себя также и вклады взаимодействий в темном секторе.

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

В этом разделе приведем обобщение аналитических выражений для вероятностей переходов и сохранения различных флейворов нейтрино на случай распадающихся нейтрино, которые могут применяться для описания SBL-нейтринных аномалий. С помощью уравнений для пространства различных нейтринных флейворов (см., например, [2]) 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 6×6 матрица смешивания в виде (2) и если использовать обозначение $\Delta_{ki} \equiv \Delta m_{ik}^2 L / (4E)$ ($\Delta m_{ik}^2 = m_i^2 - m_k^2$), то тогда, следуя работе [18], можно вычислить вероятности переходов от ν_α к $\nu_{\alpha'}$ или от $\bar{\nu}_\alpha$ к $\bar{\nu}_{\alpha'}$ с помощью формулы

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'})) = & \delta_{\alpha\alpha'} - 4 \sum_{i>k} \text{Re}(\tilde{U}_{\alpha'i}\tilde{U}_{\alpha'k}^*\tilde{U}_{\alpha k}^*\tilde{U}_{\alpha k}) \sin^2 \Delta_{ki} \pm \\
 & \pm 2 \sum_{i>k} \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha'i}\tilde{U}_{\alpha k}^*\tilde{U}_{\alpha'k}^*\tilde{U}_{\alpha k}) \sin 2\Delta_{ki}, \quad (13)
 \end{aligned}$$

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 флейворные индексы α и α' (так же 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 (13), соотношение $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \equiv P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)$ выполняется точно вследствие условия СРТ-инвариантности [18].

Выражения (13), приведенные выше, непосредственно обобщаются на случай распадающихся нейтрино с учетом ширин их распада Γ_i . Для

этого в первоначальных уравнениях для распространения нейтринных флейворов [2] необходимо сделать замену E_i на $E_i - i\Gamma_i/2$. Тогда вероятности переходов от ν_α к $\nu_{\alpha'}$ или от $\bar{\nu}_\alpha$ к $\bar{\nu}_{\alpha'}$ будут вычисляться следующим образом:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'})) = & \\
 = \delta_{\alpha'\alpha} + 2 \sum_{i>k} \operatorname{Re}(\tilde{U}_{\alpha'i}\tilde{U}_{\alpha i}^*\tilde{U}_{\alpha'k}\tilde{U}_{\alpha k}) & (T_{ki} \cos 2\Delta_{ki} - 1) \pm \\
 \pm 2 \sum_{i>k} \operatorname{Im}(\tilde{U}_{\alpha'i}\tilde{U}_{\alpha i}^*\tilde{U}_{\alpha'k}\tilde{U}_{\alpha k}) & T_{ki} \sin 2\Delta_{ki}, \quad (14)
 \end{aligned}$$

где $T_{ki} = \exp\{(-L/2)(\Gamma_k + \Gamma_i)\}$. Верхний знак (+) соответствует нейтринным переходам $\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}$, а нижний знак (-) — антинейтринным переходам $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}$. При этом $(\Delta m_{ik}^2 L)/(4E\hbar c)$ эквивалентно $1,27(\Delta m_{ik}^2 L)/E$, если Δm_{ik}^2 заданы в эВ², E задана в МэВ, а L — в метрах. Соответственно, $L(\Gamma_k + \Gamma_i)/2\hbar c$ эквивалентно $0,253 \cdot 10^7 L(\Gamma_k + \Gamma_i)$, если L задана в метрах, а Γ_k и Γ_i заданы в электронвольтах.

С приведенными в разд. 1 наборами масс (5) и (8) для активных и стерильных нейтрино соответственно сохраняется возможность интерпретации аномалий нейтринных данных на малых расстояниях [3] как эффекта стерильных нейтрино в случае распадающихся стерильных нейтрино (рис. 1 и 2) при условии, что наибольший период осцилляций среди стерильных нейтрино значительно меньше наименьшего периода полураспада среди этих стерильных нейтрино. В данной работе мы акцентируем внимание только на том влиянии, которое может оказать наличие ширины распада распадающихся стерильных нейтрино на осцилляционные характеристики активных нейтрино.

На рис. 1 показаны вероятности появления ν_e (а, б) как функции отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках ν_μ для стабильных (а) и распадающихся (б) стерильных нейтрино для рассматриваемого в настоящей статье спектра масс нейтрино и значений ширины распада стерильных нейтрино $\Gamma_4 = 10^{-14}$, $\Gamma_5 = 10^{-7}$ и $\Gamma_6 = 10^{-5}$ эВ, которые были получены в разд. 2, причем для матрицы U_{mix} взяты тестовые значения $\varepsilon = 0,02$ и $\eta_2 = \pi/6$. На всех рисунках серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого кэВ-го нейтрино, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности. На рис. 2 аналогичные результаты для стабильных (а) и распадающихся (б) стерильных нейтрино приведены для $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ для тех же значений параметров модели.

Как видно из приведенных на этих рисунках результатов, очень малая ширина легкого стерильного нейтрино Γ_4 практически не оказывает влияние на осцилляционные характеристики активных нейтрино. Однако ширина Γ_5 кэВ-го нейтрино уже влияет на быстрые осцилляции от

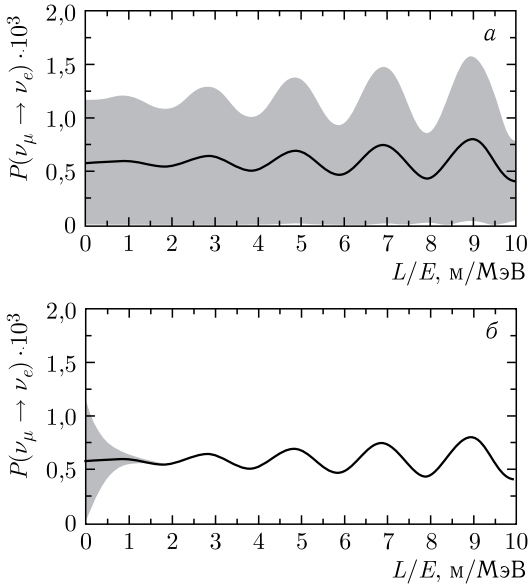


Рис. 1. Вероятность появления ν_e в зависимости от отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках ν_μ для стабильных (а) и распадающихся (б) стерильных нейтрино с массами $m_4 = 1,1$ эВ, $m_5 = 7$ кэВ и $m_6 = 1$ МэВ и ширинами распада $\Gamma_4 = 10^{-14}$, $\Gamma_5 = 10^{-7}$ и $\Gamma_6 = 10^{-5}$ эВ. Для матрицы U_{mix} $\varepsilon = 0,02$ и $\eta_2 = \pi/6$, $\eta_3 = 0$, $\eta_4 = 0$. Серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого кэВ-го нейтрино, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности

кэВ-х 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. 1, а и 2, а для стабильных стерильных нейтрино. Эти осцилляции в интервале значений $L/E < 10$ м/МэВ менее выражены на начальном участке для ускорительной аномалии, соответствующей рис. 1, но остаются ясно выраженными для реакторной и галлиевой аномалий (см. рис. 2, этот рисунок соответствует также и реакторной антинейтринной аномалии), что дает этим аномалиям предпочтение для исследований по поиску стерильных нейтрино. Учитывая, однако, что до сих пор существуют проблемы с расчетами потоков реакторных антинейтрино (см., например, [19, 20]), тогда как потоки нейтрино от искусственных радиоактивных источников могут быть рассчитаны более точно [21, 22], поиск стерильных нейтрино лучше проводить в экспериментах по проверке галлиевой (калибровочной) нейтринной аномалии на малых расстояниях

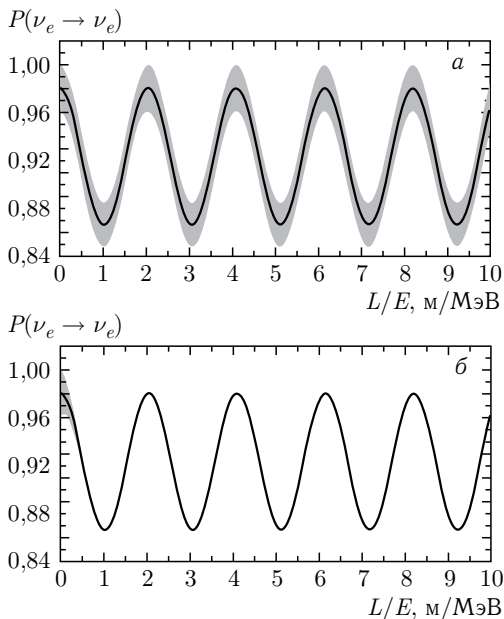


Рис. 2. Вероятности сохранения для ν_e в зависимости от отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках ν_e для стабильных (а) и распадающихся (б) стерильных нейтрино с массами $m_4 = 1,1$ эВ, $m_5 = 7$ кэВ и $m_6 = 1$ МэВ и ширинами распада $\Gamma_4 = 10^{-14}$, $\Gamma_5 = 10^{-7}$ и $\Gamma_6 = 10^{-5}$ эВ. Для матрицы U_{mix} $\varepsilon = 0,02$ и $\eta_2 = \pi/6$, $\eta_3 = 0$, $\eta_4 = 0$. Серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого кэВ-го нейтрино, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности

от источника. Так, например, в работе [23] было подтверждено существование галлиевой аномалии и получены осцилляционные параметры легкого стерильного нейтрино.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе использовалась феноменологическая $(3 + 3)$ нейтринная модель с тремя активными и тремя распадающимися стерильными нейтрино для интерпретации превышения электронных событий отдачи в области значений энергии 1–7 кэВ; указание на такое превышение содержится в данных эксперимента XENON1T [1]. В рамках этой модели превышение может быть связано с взаимодействием электронов с фотонами, которые испускаются при распадах стерильных массовых состояний. В этом случае распад стерильного состояния с массой ~ 7 кэВ в стерильное состояние с массой $m_4 = 1,1$ эВ и активные состояния

с массами m_i , $i = 1, 2, 3$, приводит к появлению практически общего пика при 3,5 кэВ для электронных событий отдачи. Это предсказание согласуется с имеющимися данными XENON1T и может быть проверено как в продолжающемся эксперименте XENON1T, так и в будущих экспериментах, таких как XENONnT [1] и LZ [24].

Для проверки применимости используемой в данной работе модели с распадающимися стерильными нейтрино к описанию осцилляций активных нейтрино на малых расстояниях получено обобщение формулы для вероятностей перехода и сохранения флейворов нейтрино при учете вкладов распадающихся нейтрино. При конкретных значениях параметров модели проведено вычисление вероятностей и представлены рисунки с вкладами стабильных и распадающихся стерильных нейтрино (см. рис. 1 и 2). Подавление осцилляций за счет распадающихся легких стерильных нейтрино оказывается незначительным, однако распад кэВ-го нейтрино подавляет быстрые осцилляции, связанные с ним, причем для реакторной и галлиевой аномалий осцилляции достаточно выражены практически во всем интервале значений $L/E < 10$ м/МэВ. Поскольку наиболее предсказуема теоретическая зависимость нейтринного спектра от L/E для галлиевой аномалии, то достоверная проверка этой аномалии с большей вероятностью позволяет решить вопрос о существовании легкого стерильного нейтрино, что подтверждается экспериментальными результатами, полученными в работе [23].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aprile E. et al. (XENON Collab.), Mougeot X.* Excess Electronic Recoil Events in XENON1T // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 102. P. 072004.
2. *Khrushov V. V., Fomichev S. V.* Sterile Neutrinos Influence on Oscillation Characteristics of Active Neutrinos at Short Distances in the Generalized Model of Neutrino Mixing // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2019. V. 34. P. 1950175.
3. *Gariazzo S., Giunti C., Laveder M., Li Y. F.* Updated Global 3 + 1 Analysis of Short-Baseline Neutrino Oscillations // *JHEP.* 2017. V. 1706. P. 135.
4. *Khrushov V. V.* Interpretation of the XENON1T Excess in the Model with Decaying Sterile Neutrinos. arXiv:2008.03150v2 [hep-ph]. 2021. 7 p.
5. *Хрущев В. В., Фомичев С. В., Титов О. А.* Осцилляционные характеристики активных и стерильных нейтрино и нейтринные аномалии на малых расстояниях // *ЯФ.* 2016. Т. 79, № 5. С. 483–496.
6. *Зысина Н. Ю., Фомичев С. В., Хрущев В. В.* Массовые характеристики активных и стерильных нейтрино в феноменологической (3 + 1 + 2)-модели // *ЯФ.* 2014. Т. 77, № 7. С. 938–948.
7. *Юдин А. В., Надёжин Д. К., Хрущев В. В., Фомичев С. В.* Поток нейтрино от коллапсирующей сверхновой в модели с тремя стерильными нейтрино // *Письма в Астрон. журн.* 2016. Т. 42, № 12. С. 881–896.
8. *de Salas P. F., Forero D. V., Gariazzo S., Martínez-Miravé P., Mena O., Ternes C. A., Tórtola M., Valle J. W. F.* 2020 Global Reassessment of the Neutrino Oscillation Picture // *JHEP.* 2021. V. 2102. P. 071.

9. *Vergani S., Kamp N.W., Diaz A., Argüelles C.A., Conrad J.M., Shaevitz M.H., Uchida M.A.* Explaining the MiniBooNE Excess through a Mixed Model of Oscillation and Decay. arXiv:2105.06470v5 [hep-ph]. 2021. 16 p.
10. *Schneider A.* Constraining Noncold Dark Matter Models with the Global 21-cm Signal // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98. P. 063021.
11. *Arias P., Cadamuro D., Goodsell M., Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A.* WISPy Cold Dark Matter // *JCAP.* 2012. V. 1206. P. 013.
12. *Brito R., Grilo S., Pani P.* Black Hole Superradiant Instability from Ultralight Spin-2 Fields // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. P. 211101.
13. *Pal P.B., Wolfenstein L.* Radiative Decays of Massive Neutrinos // *Phys. Rev. D.* 1982. V. 25. P. 766–773.
14. *Palomares-Ruiz S., Pascoli S., Schwetz T.* Explaining LSND by a Decaying Sterile Neutrino // *JHEP.* 2005. V. 0509. P. 048.
15. *Masip M., Masjuan P., Meloni D.* Heavy Neutrino Decays at MiniBooNE // *JHEP.* 2013. V. 1301. P. 106.
16. *Magill G., Plestid R., Pospelov M., Tsai Y.-D.* Dipole Portal to Heavy Neutral Leptons // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98. P. 115015.
17. *Giunti C., Studenikin A.* Neutrino Electromagnetic Interactions: A Window to New Physics // *Rev. Mod. Phys.* 2015. V. 87. P. 531–591.
18. *Bilenky S.M.* Some Comments on High-Precision Study of Neutrino Oscillations // *Phys. Part. Nucl.* 2015. V. 12, No. 4. P. 720–732.
19. *Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O.* Reevaluating Reactor Antineutrino Spectra with New Measurements of the Ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β Spectra. arXiv:2103.01684 [nucl-ex]. 2021. 4 p.
20. *Lyashuk V.I.* Problem of Reactor Antineutrino Spectrum Errors and It's Alternative Solution in the Regulated Spectrum Scheme // *Results in Physics.* 2017. V. 7. P. 1212–1213.
21. *Гаврин В. Н., Горбачёв В. В., Ибрагимова Т. В., Корноухов В. Н., Джанелидзе А. А., Злоказов С. Б., Котельников Н. А., Ижutow А. Л., Майнсков С. В., Пименов В. В., Борисенко В. П., Киселев К. В., Цевелев М. П.* О галлиевом эксперименте BEST-2 с источником ^{65}Zn по поиску нейтринных осцилляций на короткой базе // *ЯФ.* 2019. Т. 82, № 1. С. 78–84.
22. *Giunti C., Laveder M., Li Y.F., Long H.W.* Pragmatic View of Short-Baseline Neutrino Oscillations // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 88. P. 073008.
23. *Barinov V.V. et al. (BEST Collab.).* Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST). arXiv:2109.11482 [nucl-ex]. 2021. 6 p.
24. *Akerib D.S., Akerlof C.W., Akimov D.Yu. et al.* The LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2020. V. 953. P. 163047.