

Лептонная универсальность в модели с тремя поколениями стерильных нейтрино

М. Н. Дубинин^{1,*}, Д. М. Казаркин^{2,†}¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 31.05.2023; подписана в печать 11.10.2023)

Рассматривается калибровочная $SU(2)_L \times U(1)$ модель с расширением лептонного сектора тремя правыми майорановскими стерильными нейтрино. Проведена диагонализация полной массовой матрицы 6×6 активных и стерильных нейтрино. Выделены два основных сценария, не противоречащих космологическим ограничениям на стерильное нейтрино темной материи: «экспоненциальное смешивание», в котором комплекснозначные параметры матрицы смешивания могут давать усиление ее компонент на несколько порядков, и «минимальное смешивания», в котором есть только массы и параметры смешивания активных нейтрино, а также массы стерильных нейтрино. Рассмотрен сектор двух тяжелых стерильных нейтрино с квазивыврожденными массами вплоть до 5 ГэВ. Они могут усиливать нарушение лептонной универсальности при распадах π^+ и K^+ мезонов, отклоняясь от значения Стандартной модели. Получены контуры для допустимых значений этого нарушения в рамках двух сценариев смешивания с учетом границы времени жизни для HNL из первичного нуклеосинтеза (BBN) во Вселенной. При расчете ширины распада HNL в рамках модели с 6 майорановскими нейтрино были учтены как двухчастичные, так и трехчастичные лептонные распады, существенные для масс ниже массы пиона. Для сценария «экспоненциального смешивания» найдена область масс $460 \text{ МэВ} < M < 485 \text{ МэВ}$, допускающая нарушение лептонной универсальности в распадах заряженного каона на уровне, наблюдаемом в эксперименте.

PACS: 14.60.Pq, 14.60.St. УДК: 539.12.01, 539.123.

Ключевые слова: нарушение лептонной универсальности, механизм seesaw, стерильные нейтрино, майорановские нейтрино, тяжелые нейтральные лептоны.

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) физики элементарных частиц, подтвержденная с высокой точностью в экспериментах, не объясняет ряд наблюдаемых явлений, одним из которых являются нейтринные осцилляции, выявленные в многочисленных экспериментах [1] и свидетельствующие о существовании масс нейтрино и смешиваний между тремя поколениями нейтрино. Имеющиеся данные согласуются с осцилляциями между ν_e , ν_μ и ν_τ , расщепление значений масс которых зависит от иерархического спектра. В случае нормальной иерархии $m_1 \ll m_2 < m_3$, $m_2 \simeq \sqrt{\Delta m_{21}^2} \sim 8.6 \times 10^{-3}$ эВ, $m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2} \sim 0.05$ эВ [2].

Наиболее простой и естественной возможностью добавления нейтринных масс является расширение СМ тремя правыми майорановскими фермионами, синглетами относительно калибровочной группы $SU(2)_L \times U(1)$, [3, 4]. Соответствующий лагранжиан расширения имеет вид

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{\nu}_R \partial_\mu \gamma^\mu \nu_R - \left(F \bar{l}_L \nu_R \tilde{H} + \frac{M_M}{2} \bar{\nu}_R \nu_R + h.c. \right), \quad (1)$$

где $l_L = (\nu_L, e_L)^T$ — левый лептонный дублет, ν_R — состояние HNL в калибровочном базисе, $(\nu_R)^c \equiv C\bar{\nu}_R^T$ ($C = i\gamma_2\gamma_0$), $\bar{\nu}_R \equiv \nu_R^\dagger \gamma^0$, H — Хиггсовский дублет ($\tilde{H} = \epsilon_{ij} H^\dagger$), F — матрица констант Юкавы, а M_M является майорановской массовой матрицей. После спонтанного нарушения электрослабой симметрии $M_D = F\langle H \rangle = Fv$ ($v = 174$ ГэВ) матрица юкавских членов после спонтанного нарушения симметрии (или матрица дираковских массовых членов). Полная 6×6 массовая матрица имеет вид

$$\frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \bar{\nu}_R^c) \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c., \quad (2)$$

Активные нейтрино приобретают относительно небольшие массы, если собственные значения $M_M \gg M_D$, где массы не наблюдаемых экспериментально HNL могут сильно варьироваться. Например, для констант Юкавы $F \sim 10^{-7} - 1$ для массы HNL $\sim 10^2 - 10^{15}$ ГэВ $m_\nu \sim 10^{-2}$ эВ. Методы экспериментального обнаружения HNL различаются в зависимости от масштаба их масс, например ГэВ или кэВ.

Расширение лептонного сектора стандартной модели (СМ) тяжелыми нейтральными лептонами (HNL, также называемыми стерильными майорановскими нейтрино) известно в течение длительного времени [3, 4] и было найдено множество привлекательных особенностей такого расширения, а именно:

- Восстановление симметрии между правыми и ле-

* dubinin@theory.sinp.msu.ru

† kazarkin.dm17@physics.msu.ru

выми нейтрино, при котором не обязательно ввести новый большой энергетический масштаб;

- Успешное объяснение осцилляции нейтрино и генерация их масс с помощью механизма see-saw;
- Интерпретация ряд важных космологических применений модели, таких как барионная асимметрия во Вселенной, описание инфляционной стадии ранней Вселенной и ее ускоренного расширения в настоящее время, [1, 5];
- Наличие в теории частицы, являющейся хорошим кандидатом на роль темной материи.

Упомянутые выше полезные свойства теории реализованы в так называемой *минимальной нейтринной Стандартной модели* (ν MSM) [6, 7], где массы HNL не превышают электрослабого масштаба. Космологические наблюдения накладывают существенные ограничения на пространство параметров модели, которые приводят по меньшей мере к трем HNL и дают верхний предел массы самого легкого активного нейтрино. Таким образом, модель ν MSM включает в себя три стерильных нейтрино, одно из которых является кандидатом на роль темной материи с массовым масштабом \sim кэВ, в то время как два более тяжелых HNL обеспечивают механизм генерации массы активных нейтрино, и их массы могут варьироваться в широком диапазоне значений вплоть до ГэВ-масштаба. Однако достаточная барионная асимметрия может возникать даже если они имеют порядок МэВ и их массовое расщепление довольно мало [8].

Случай с параметром массы M_{HNL} порядка кэВ представляет интерес, так как такой наиболее легкий HNL может быть хорошим кандидатом на роль темной материи [5]. Прямые астрофизические ограничения на γ -излучение при радиационных распадах HNL согласуются с $M_{HNL} \sim 10$ кэВ [9, 10]. Эксперименты по нейтринным осцилляциям дают разности квадратов масс активных нейтрино, а не абсолютные значения их масс, поэтому для трех поколений лептонов имеется 18 очень слабо ограниченных параметров модели (3 параметра массового члена Дирака, 3 параметра массы Майораны, 6 углов смешивания и 6 фаз) для случая независимого смешивания в сектора активного нейтрино и HNL, 9 из которых (параметры PMNS и три массы m_i активных нейтрино) могут быть определены экспериментально.

В дальнейшем рассматривается общий случай диагонализации [11, 12] лептонного сектора модели для трех поколений HNL. В этом смысле рассматриваемая модель является обобщением ν MSM на случай произвольной недиагональной матрицы смешивания в секторе тяжелых нейтральных лептонов.

В этом разделе мы оцениваем возможное отклонение параметра универсальности лептонов

$$\Delta r_M = \frac{R_M}{R_M^{SM}} - 1 \quad (3)$$

от нулевого значения из-за вклада HNL в рассматриваемой ν MSM-подобной модели, где используется явная форма смешивания для трех поколений лептонов.

1. МАССОВЫЙ БАЗИС АКТИВНЫХ И СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО

Полная массовая матрица 6×6 , описываемая лагранжианом (1) является комплексной симметричной матрицей и может быть представлена как $M = \mathcal{U}D\mathcal{U}^T$ (т.н. факторизация Такаги), где M — массовая матрица, \mathcal{U} — унитарная матрица, D — диагональная неотрицательная матрица

$$\mathcal{U}^\dagger \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_M \end{pmatrix} \mathcal{U}^* = \begin{pmatrix} \hat{m} & 0 \\ 0 & \hat{M} \end{pmatrix} \quad (4)$$

где $M_M^T = M_M$, $\hat{m} = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ — диагональная матрица масс активных нейтрино, $\hat{M} = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$ — диагональная матрица масс для HNL-состояний N_i . Выберем \mathcal{U} в виде

$$\mathcal{U} = \mathcal{W} \begin{pmatrix} U_\nu & 0 \\ 0 & U_N^* \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Из условия унитарности для \mathcal{U} следует, что \mathcal{W}, U_ν и U_N — унитарные матрицы, вследствие чего

$$\mathcal{W}^\dagger \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_M \end{pmatrix} \mathcal{W}^* = \begin{pmatrix} U_\nu \hat{m} U_\nu^T & 0 \\ 0^T & U_N^* \hat{M} U_N^\dagger \end{pmatrix} \quad (6)$$

Следуя [11], выберем \mathcal{U} в виде экспоненты от некоторой антиэрмитовой (в силу унитарности \mathcal{U}) матрицы

$$\mathcal{W} = \exp \begin{pmatrix} 0 & \theta \\ -\theta^\dagger & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\theta\theta^\dagger & \theta \\ -\theta^\dagger & 1 - \frac{1}{2}\theta^\dagger\theta \end{pmatrix} + O(\theta^3), \quad (7)$$

где θ — комплексная матрица 3×3 . Будем предполагать, что собственные значения θ малы. Матрица U_ν определена в секторе активных нейтрино, $U_\nu^* \hat{m} U_\nu^\dagger \equiv m_\nu$, а в секторе заряженных лептонов определен базис с каноническим упорядочением и аналогичная матрица $U_l = I$ (единичная) [?]. В данной параметризации связь между калибровочным ($\nu_{\alpha L}, \nu_{I R}^c$) и массовым (ν_i, N_I) базисом ($\alpha = e, \mu, \tau, i, I = 1, 2, 3$) имеет вид

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} = P_L \mathcal{U} \begin{pmatrix} \nu \\ N \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\nu_L \simeq \left(1 - \frac{1}{2}\theta\theta^\dagger\right) U_\nu P_L \nu + \theta U_N^* P_L N, \quad (9)$$

$$\nu_R^c \simeq -\theta^\dagger U_\nu P_L \nu + \left(1 - \frac{1}{2}\theta^\dagger\theta\right) U_N^* P_L N. \quad (10)$$

где P_L — левокиральный проектор. Из выражений (7) и (8) следует связь U_ν с неунитарной матрицей PMNS

$U_{\text{PMNS}} = (1 + \eta + O(\theta^4)) U_\nu$. Параметр $\eta = -\frac{1}{2}\theta\theta^\dagger$ характеризует отклонение PMNS матрицы от унитарности. Заряженные и нейтральные токи активных нейтрино и HNL имеют вид

$$\mathcal{L}_{CC}^\nu = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l}_L \gamma^\mu U_{\text{PMNS}} \nu_L W_\mu^- + h.c., \quad (11a)$$

$$\mathcal{L}_{NC}^\nu = -\frac{g}{2c_W} \gamma^\mu \bar{\nu}_L U_{\text{PMNS}}^\dagger U_{\text{PMNS}} \nu_L Z_\mu + h.c. \quad (11b)$$

$$\mathcal{L}_{CC}^N = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l}_L \gamma^\mu \theta U_N^* N_L W_\mu^- + h.c. \quad (11c)$$

$$\mathcal{L}_{NC}^N = -\frac{g}{2c_W} \bar{N}_L \gamma^\mu U_N^T \theta^\dagger \theta U_N^* N_L Z_\mu - \left[\frac{g}{2c_W} \bar{\nu}_L \gamma^\mu U_\nu^\dagger \theta U_N^* N_L Z_\mu + h.c. \right], \quad (11d)$$

где $\nu_{iL} \equiv P_L \nu_i$ и $N_{kL} \equiv P_L N_k$, ν_i — массовые состояния активных нейтрино, N_k — массовые состояния HNL, W и Z — поля векторных бозонов СМ. Матричные индексы у матрицы смешивания мы явно не выписываем. Таким образом, смешивание HNL и левых активных нейтрино характеризуется матрицей $\Theta \equiv \theta U_N^*$. Разрешая уравнения диагонализации (6) получаем

$$\theta \simeq M_D M_M^{-1}, \quad (12)$$

$$m_\nu = -\theta M_M \theta^T, \quad (13)$$

$$M_N \simeq M_M \quad (14)$$

что приводит к известному seesaw-уравнению

$$m_\nu = -M_D M_N^{-1} M_D^T. \quad (15)$$

Переписывая (15) с учетом (14), получаем

$$U_N^* \hat{M} U_N^\dagger \simeq M_M = -M_D^T m_\nu^{-1} M_D \simeq -M_D^T U_\nu^* \hat{m}^{-1} U_\nu^\dagger M_D. \quad (16)$$

Отсюда можно получить условие ортогональности

$$I = \Omega^T \Omega = [-i\sqrt{\hat{m}^{-1}} U_\nu^\dagger M_D U_N^* \sqrt{\hat{M}^{-1}}]^T \times [-i\sqrt{\hat{m}^{-1}} U_\nu^\dagger M_D U_N^* \sqrt{\hat{M}^{-1}}], \quad (17)$$

в котором Ω обозначает произвольную ортогональную матрицу. Для оценки масштаба применимости модели в рамках неминимального разложения (7) необходимо учитывать члены порядка $\mathcal{O}(\theta M_D)$, [14]

$$M_N = (\theta^{-1} - \frac{1}{3}\theta^\dagger) M_D = M_M + \theta^\dagger M_D,$$

принимая во внимание, что в рамках стандартного минимального приближения для механизма see-saw предполагается, что $M_N = M_M$. Для неминимального разложения матрицы \mathcal{W} должно быть выполнено условие

$$\Omega^{-1} = \Omega^T + \frac{1}{3} \hat{M}^{-1} (\Omega^{-1})^* \hat{m}, \quad (18)$$

что является условием самосогласованности процедуры диагонализации с учетом слагаемых $\mathcal{O}(\theta M_D)$.

2. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ МАТРИЦЫ СМЕШИВАНИЯ

Неоднозначность вида матрицы смешивания Θ заключена в выборе параметризующей матрицы Ω . В настоящей работе выделяются два сценария такого выбора.

Сценарий «минимального смешивания». Смешивание параметризуется единичной матрицей Ω в случае прямой иерархии нейтринных масс и антидиагональной в случае обратной иерархии. Анализ такого сценария интересен в первую очередь тем, что он отражает характерные особенности поведения смешивания с вещественнозначной параметризующей матрицей Ω для тяжелых нейтральных лептонов N_2 и N_3 , в котором отсутствуют множители, значительно усиливающие компоненты матрицы Θ . Другими словами, мы оставляем за рамками рассмотрения тонкую настройку смешивания между N_2 и N_3 в случае вещественной матрицы Ω , объединив их в сценарий, называемый «минимальным смешиванием».

$$\Theta_{\min}^{(\text{NH})} = \begin{pmatrix} iU_{e1} \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{e2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{e3} \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ iU_{\mu 1} \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{\mu 2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\mu 3} \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ iU_{\tau 1} \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{\tau 2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\tau 3} \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \end{pmatrix}, \quad \text{при } \Omega_{\min}^{(\text{NH})} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (19)$$

$$\Theta_{\min}^{(\text{IH})} = \begin{pmatrix} iU_{e3} \sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{e2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{e1} \sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \\ iU_{\mu 3} \sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{\mu 2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\mu 1} \sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \\ iU_{\tau 3} \sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{\tau 2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\tau 1} \sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \end{pmatrix}, \quad \text{при } \Omega_{\min}^{(\text{IH})} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

Сценарий «экспоненциального смешивания». Ещё одним видом матрицы Ω , согласующимся с космологическими ограничениями на HNL темной материи (N_1) являются

$$\Omega_{\text{NH}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\omega) & -\sin(\omega) \\ 0 & \xi \sin(\omega) & \xi \cos(\omega) \end{pmatrix}, \quad \Omega_{\text{IH}} = \begin{pmatrix} 0 & \cos(\omega) & -\sin(\omega) \\ 0 & \xi \sin(\omega) & \xi \cos(\omega) \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (21)$$

для прямой (NH) и обратной (IH) иерархии масс активных нейтрино соответственно. Здесь параметр ω , вообще говоря, комплексный, $\xi = \pm 1$. Полученные виды матрицы являются обобщениями рассматриваемых в литературе [15] 2×3 матриц на реалистичный случай 3 поколений HNL, который в дальнейшем мы будем называть «экспоненциальным смешиванием». Для данного сценария необходимо учитывать ограничение для элементов матрицы Ω , вытекающее из условия самосогласованности модели (18). Экспоненциальный множитель $e^{Im(\omega)}$ может привести к значительному увеличению параметров смешивания $|\Theta_{\alpha 2}|$ и $|\Theta_{\alpha 3}|$

$$\left| \Theta_{\alpha 2(3)}^{(\text{NH})} \right|^2 \Big|_{Im(\omega) > 1} \simeq \frac{e^{2Im(\omega)}}{4M_{2(3)}} \left| \sqrt{m_2} U_{\alpha 2} + i \xi \sqrt{m_3} U_{\alpha 3} \right|^2 + \mathcal{O} \left(\frac{\sqrt{\Delta m_{31}^2}}{M_{2(3)}} \right), \quad (22)$$

$$\left| \Theta_{\alpha 2(3)}^{(\text{IH})} \right|^2 \Big|_{Im(\omega) > 1} \simeq \frac{e^{2Im(\omega)}}{4M_2} \left| \xi \sqrt{m_2} U_{\alpha 2} - i \sqrt{m_1} U_{\alpha 1} \right|^2 + \mathcal{O} \left(\frac{\sqrt{\Delta m_{31}^2}}{M_{2(3)}} \right) \quad (23)$$

В предельном случае $Im(\omega) \rightarrow 0$, переводящим сценарий «экспоненциального смешивания» в «минимальное» (переход к вещественной матрице Ω), становится необходимо учитывать все слагаемые, так как они имеют сравнимые порядки величины

$$\lim_{Im(\omega) \rightarrow 0} \Theta^{(\text{NH})} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} U_{e1} & \frac{\sqrt{m_2} U_{e2} \cos \phi + \xi \sqrt{m_3} U_{e3} \sin \phi}{\sqrt{M_2}} & \frac{\xi \sqrt{m_3} U_{e3} \cos \phi - \sqrt{m_2} U_{e2} \sin \phi}{\sqrt{M_3}} \\ \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} U_{\mu 1} & \frac{\sqrt{m_2} U_{\mu 2} \cos \phi + \xi \sqrt{m_3} U_{\mu 3} \sin \phi}{\sqrt{M_2}} & \frac{\xi \sqrt{m_3} U_{\mu 3} \cos \phi - \sqrt{m_2} U_{\mu 2} \sin \phi}{\sqrt{M_3}} \\ \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} U_{\tau 1} & \frac{\sqrt{m_2} U_{\tau 2} \cos \phi + \xi \sqrt{m_3} U_{\tau 3} \sin \phi}{\sqrt{M_2}} & \frac{\xi \sqrt{m_3} U_{\tau 3} \cos \phi - \sqrt{m_2} U_{\tau 2} \sin \phi}{\sqrt{M_3}} \end{pmatrix},$$

$$\lim_{Im(\omega) \rightarrow 0} \Theta^{(\text{IH})} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{m_3}{M_1}} U_{e3} & \frac{\sqrt{m_1} U_{e1} \cos \phi + \xi \sqrt{m_2} U_{e2} \sin \phi}{\sqrt{M_2}} & \frac{\xi \sqrt{m_2} U_{e2} \cos \phi - \sqrt{m_1} U_{e1} \sin \phi}{\sqrt{M_3}} \\ \sqrt{\frac{m_3}{M_1}} U_{\mu 3} & \frac{\sqrt{m_1} U_{\mu 1} \cos \phi + \xi \sqrt{m_2} U_{\mu 2} \sin \phi}{\sqrt{M_2}} & \frac{\xi \sqrt{m_2} U_{\mu 2} \cos \phi - \sqrt{m_1} U_{\mu 1} \sin \phi}{\sqrt{M_3}} \\ \sqrt{\frac{m_3}{M_1}} U_{\tau 3} & \frac{\sqrt{m_1} U_{\tau 1} \cos \phi + \xi \sqrt{m_2} U_{\tau 2} \sin \phi}{\sqrt{M_2}} & \frac{\xi \sqrt{m_2} U_{\tau 2} \cos \phi - \sqrt{m_1} U_{\tau 1} \sin \phi}{\sqrt{M_3}} \end{pmatrix},$$

где $\phi = Re(\omega)$. Кроме того, если мы возьмем нулевую массу самого легкого активного нейтрино, $m_{1(3)} = 0$, то мы получим значения элементов матрицы смешивания, которые в существующей литературе известны как «граница seesaw», см., например [16]. Для сценария «экспоненциального смешивания» матрица Θ , в дополнение к малому параметру порядка $\sqrt{m_i/M_I}$, содержит потенциально большой коэффициент порядка Ω^{-1} , ограниченный вклад которого необходимо проверить. Этот вопрос обсуждается в разделе 3. Используя ограничение (18) для ортогональной матрицы Ω получаем

$$\frac{1}{3} \hat{M}^{-1} (\Omega^{-1})^* \hat{m} \Big|_{Im(\omega) > 1} \simeq 0, \quad \text{тогда} \quad \frac{m_{2,3}}{M_{2,3}} e^{Im(\omega)} \equiv \epsilon \ll 1, \quad (24)$$

и при $m_{2,3} \simeq O(0.1 \text{ eV})$ должно выполняться следующее неравенство

$$Im(\omega) \lesssim 16.1 + \ln \left[\epsilon \left(\frac{M_{2,3}}{1 \text{ MeV}} \right) \right]. \quad (25)$$

3. НАРУШЕНИЕ ЛЕПТОННОЙ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ В РАСПАДАХ π^\pm И K^\pm МЕЗОНОВ

Смешивание достаточно легких состояний HNL со стандартными (или активными) состояниями нейтрино может привести к наблюдаемому образованию HNL при распадах заряженных мезонов, таких как $\pi^+ \rightarrow e^+ N_I$ и $K^+ \rightarrow l^+, N_I$, $l = e, \mu$, $I = 1, 2, 3$ что могло бы нарушить принцип лептонной универсальности, демонстрируя отклонения от соотношения Стандартной модели $R_{\pi, K} = \Gamma(\pi, K \rightarrow e\nu)/\Gamma(\pi, K \rightarrow \mu\nu)$ [17–21], которая является величиной, стабильной по отношению к радиационным поправкам и неопределенностям адронизации.

Для рассмотрения нарушения лептонной универсальности используем выражения для распадов заряженных π и K мезонов. В приближении эффективного четырехфермионного взаимодействия ширина двухчастичного лептонного распада скалярного мезона $M = \pi^+, K^+$

$$\Gamma(M^+ \rightarrow l_\alpha^+, N_I) = \frac{G_F^2 f_M^2}{4\pi} |\Theta_{\alpha I}|^2 m_M^4 \lambda^{1/2}(1, r_I, r_\alpha) \times [r_I + r_\alpha - (r_I - r_\alpha)^2] \quad (26)$$

где G_F — постоянная Ферми, а f_M — константа распада для мезона M , $\alpha = e, \mu, \tau$ (допускаются только каналы, разрешенные законом сохранения энергии-импульса), $I = 1, 2, 3$ — число поколений HNL, $j = 1, 2, 3$ — массовые состояния активных нейтрино; $r_\alpha = m_\alpha^2/m_M^2$, $r_I = M_I^2/m_M^2$, $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2bc - 2ac$.

В случае только активного нейтрино в конечном состоянии массовыми поправками пренебрегают, и

$$\Gamma(M^+ \rightarrow l_\alpha^+, \nu_j) = \frac{G_F^2 f_M^2}{4\pi} |U_{\alpha j}|^2 m_M^4 r_\alpha (1 - r_\alpha)^2. \quad (27)$$

Удобной переменной для анализа отклонений лептонной универсальности является соотношение [17]

$$R_M = \frac{\sum_i \Gamma(M^+ \rightarrow e^+ \nu_i) + \sum_j \Gamma(M^+ \rightarrow e^+ N_j)}{\sum_i \Gamma(M^+ \rightarrow \mu^+ \nu_i) + \sum_j \Gamma(M^+ \rightarrow \mu^+ N_j)} \quad (28)$$

однако удобнее анализировать соотношение, демонстрирующее отклонение от значения СМ, которое в дальнейшем мы будем называть параметром нарушения лептонной универсальности (LUV параметром).

$$\Delta r_M \equiv \frac{R_M}{R_M^{SM}} - 1 = \frac{\sum_i |U_{ei}|^2 + \sum_I |\Theta_{eI}|^2 G_{eI}^M}{\sum_i |U_{\mu i}|^2 + \sum_I |\Theta_{\mu I}|^2 G_{\mu I}^M} - 1. \quad (29)$$

где массами активных нейтрино пренебрегают и учитываются только те распады, которые допускаются кинематически $M_I < m_M - m_\alpha$. Если $M_I > m_M - m_\alpha$, то $G_{\alpha I}^M = 0$. Параметр СМ и кинематические функции выражаются как

$$R_M^{SM} = \frac{r_\mu(1 - r_\mu)^2}{r_e(1 - r_e)^2},$$

$$G_{\alpha I}^M = \frac{\lambda^{1/2}(1, r_I, r_\alpha) [r_I + r_\alpha - (r_\alpha - r_I)^2]}{r_\alpha(1 - r_\alpha)^2}.$$

Используя условие унитарности для полной 6×6 матрицы смешивания

$$\sum_{i=1}^3 |U_{\alpha i}|^2 + \sum_{I=1}^3 |\Theta_{\alpha I}|^2 = 1 \quad (30)$$

можно переписать (29) в виде

$$\Delta r_M = \frac{1 + \sum_{I=1}^3 |\Theta_{eI}|^2 (G_{eI}^M - 1)}{1 + \sum_{I=1}^3 |\Theta_{\mu I}|^2 (G_{\mu I}^M - 1)} - 1. \quad (31)$$

3.1. Комбинированные ограничения: первичный нуклеосинтез и экспериментальные данные

Ограничения на параметр универсальности лептонов накладываются ограничениями на время жизни N_2 и N_3 по сценарию Первичного нуклеосинтеза и экспериментальными ограничениями, связанными с распадами мезонов. Космологические соображения, накладывающие ограничения на время жизни N_2 и N_3 на уровне $\tau_{N_{2,3}} < 0.1 - 1$ с [22], недавно были улучшены в [23] до уровня в 0.02 с. Для каналов распада $\pi, K \rightarrow e, \mu + E_{miss}$ недостающая энергия восстанавливается в экспериментах TRIUMPH [24], PIENU [25], NA62 [26], E949 [27] и KEK [28]. В экспериментах DELPHI [29], PS191 [30], CHARM [31], NuTeV [32] проводится идентификация смещенных вершин распада HNL. Комбинация оценок из этих двух типов экспериментов, взятых из [16], показана на рис. 3.

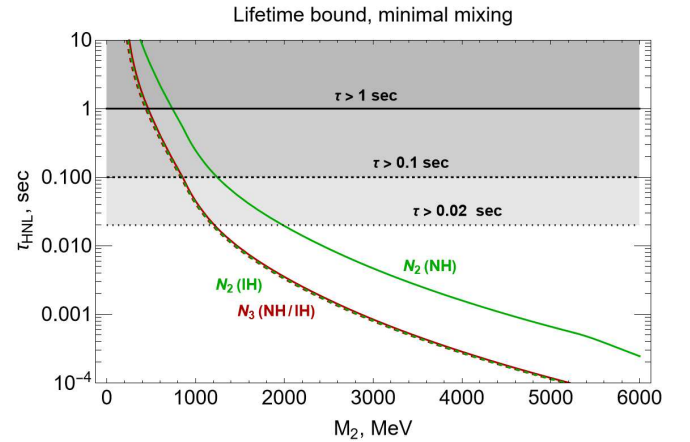


Рис. 1. Время жизни N_2 (зеленые линии) и N_3 (красные линии) как функция их масс в случае нормальной (сплошные) и обратной (пунктирные линии) иерархий, сценарий минимального смешивания. Горизонтальные линии соответствуют ограничениям BBN $\tau < 1$ с, сплошная черная линия, и $\tau < 0.1$ с, пунктирная черная линия. Эти ограничения взяты из [21]. Граница $\tau < 0.02$ с, пунктирная серая линия, взята из [23]. Контур N_2 для случая нормальной иерархии (NH) активных нейтрино практически совпадает с контурами N_3 для обеих иерархий

Время жизни $\tau_{N_{2,3}} = \Gamma(N_{2,3})_{tot}^{-1}$ было оценено с учетом двухчастичных полулептонных распадов (нейтральные и заряженные, скалярные и векторные мезоны в конечном состоянии) и трехчастичных лептонных распадов

$$\Gamma(N)_{tot} \simeq \sum_{M_0=\pi^0, \dots} \Gamma(\rightarrow \nu M_0) + 2 \sum_{M_+=\pi^+, \dots} \sum_{l=e, \mu, \tau} \Gamma(\rightarrow l^- M_+) + \sum_{l=e, \mu, \tau} \Gamma(\rightarrow l^+ l^- \nu). \quad (32)$$

Здесь суммирование подразумевается только по кинематически разрешенным каналам распада. В рамках

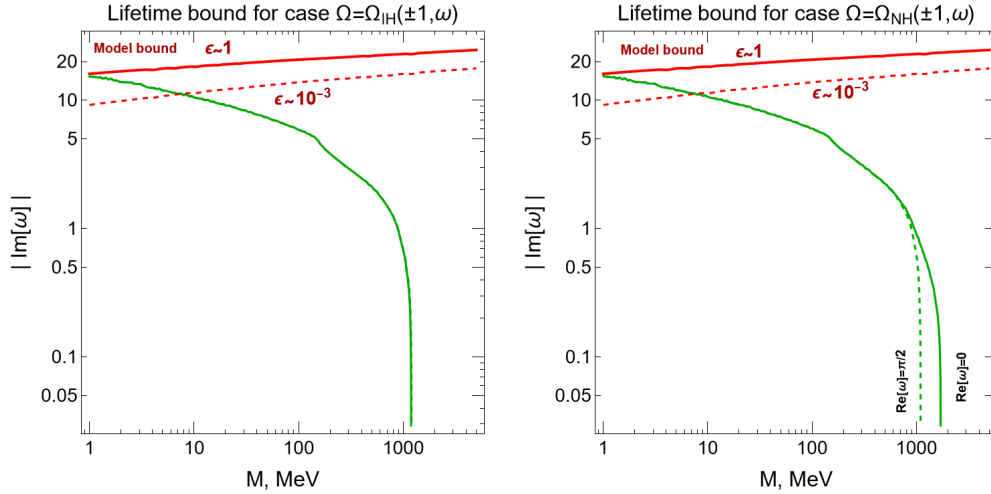


Рис. 2. Ограничения BBN для времени жизни HNL (зеленая линия) $\tau < 0.02\text{с}$ в зависимости от его массы в сценарии 2 для случаев нормальной (NH) и обратной (IH) иерархий: $\Omega = \Omega_{NH}(\xi = \pm 1, \omega)$ и $\Omega = \Omega_{IH}(\xi = \pm 1, \omega)$ с $Re(\omega) = 0$ (сплошная зеленая линия) и $Re(\omega) = \pi/2$ (пунктирные зеленые линии). Красные линии соответствуют указанному выше ограничению на параметр $Im(\omega)$ (25) с $\epsilon = 1$ и $\epsilon = 10^{-3}$. Сплошная линия и пунктирная линия почти одинаковы для случая IH. Допустимая область параметров находится над зелеными линиями и под красными линиями

сценария «минимального смешивания» матрица не содержит избыточных параметров, поэтому зависимость времени жизни HNL от его массы однозначна, см. рис. 1. Однако для сценария «экспоненциального смешивания» сначала определяется допустимая область времени жизни на плоскости $|Im(\omega)| - M$, см. рис. 2, которая затем преобразуется в допустимую область для общепринятых параметров U_e^2 и U_μ^2 , см. рис. 2.

$$U_\alpha^2 = \sum_{I=1}^3 |\Theta_{\alpha I}|^2 = \begin{cases} \frac{m_1}{M_1} |U_{\alpha 1}|^2 + |\Theta_{\alpha 2}^{(NH)}|^2 + |\Theta_{\alpha 3}^{(NH)}|^2, & \text{NH} \\ \frac{m_3}{M_1} |U_{\alpha 3}|^2 + |\Theta_{\alpha 2}^{(IH)}|^2 + |\Theta_{\alpha 3}^{(IH)}|^2, & \text{IH} \end{cases} \quad (33)$$

где $m_{1(3)}$ — масса самого легкого активного нейтрино для нормальной (обратной) иерархии. Случай упрощенной модели с двумя поколениями HNL, см. [16], может быть воспроизведен в предельном случае рассматриваемой модели, когда $m_{1(3)} \rightarrow 0$, что справедливо для диапазона масс HNL, где нижняя граница из $U_\alpha^2 \gg |\Theta_{\alpha 1}|^2$ при фиксированном ненулевом значении m_1 или m_3 .

3.2. Численный анализ

Принимая во внимание комбинированные ограничения (см. рис. 3), допустимые значения массы составляют $M > 450$ МэВ для U_e^2 -границ и $M > 370$ МэВ для U_μ^2 -границ. Следовательно, в случае π -распада универсальность лептонов нарушается только за счет неуни-

тарности PMNS матрицы и

$$\Delta r_\pi = \frac{1 + (G_{e1}^\pi - 1)|\Theta_{e1}|^2 - (U_e^2 - |\Theta_{e1}|^2)}{1 + (G_{\mu 1}^\pi - 1)|\Theta_{\mu 1}|^2 - (U_\mu^2 - |\Theta_{\mu 1}|^2)} - 1. \quad (34)$$

Для распад K -мезона функция G_{ej}^K отлична от нуля в допустимом диапазоне $370 \text{ МэВ} < M \lesssim 497 \text{ МэВ}$. Более того, если M_2 и M_3 квазивыврождены, то $G_{\alpha 2}^K \equiv G_{\alpha 3}^K$ и мы имеем

$$\Delta r_K = \frac{1 + (G_{e1}^K - 1)|\Theta_{e1}|^2 + (G_{e2}^K - 1)(U_e^2 - |\Theta_{e1}|^2)}{1 + (G_{\mu 1}^K - 1)|\Theta_{\mu 1}|^2 + (G_{\mu 2}^K - 1)(U_\mu^2 - |\Theta_{\mu 1}|^2)} - 1. \quad (35)$$

Для темной материи N_1 мы используем $M_1 = 5$ кэВ. Значения вкладов в LUV слагаемых от HNL темной материи при $m_1 = 10^{-5}$ эВ приведены в таблице, а соответствующие ему компонентами матрицы смешивания равны

$$|\Theta_{e1}|^2 = \begin{cases} 1.35 \cdot 10^{-9} & \text{для NH} \\ 4 \cdot 10^{-11} & \text{для IH} \end{cases},$$

$$|\Theta_{\mu 1}|^2 = \begin{cases} 2.2 \cdot 10^{-10} & \text{для NH} \\ 1.08 \cdot 10^{-9} & \text{для IH} \end{cases},$$

таким образом, значениями слагаемых $(G_{\alpha 1}^M - 1)|\Theta_{\alpha 1}|^2 \sim 10^{-14} - 10^{-21}$ в (31) можно пренебречь.

На рис. 4 видно, что кинематический фактор $G_{\mu 2}^K$ не превосходит 5, а значит, значения $(G_{\mu 2}^K - 1)(U_\mu^2 - |\Theta_{\mu 1}|^2) \sim U_\mu^2 \ll 1$. После всех вышеизложенных оценок и приближений параметр LUV приобретает

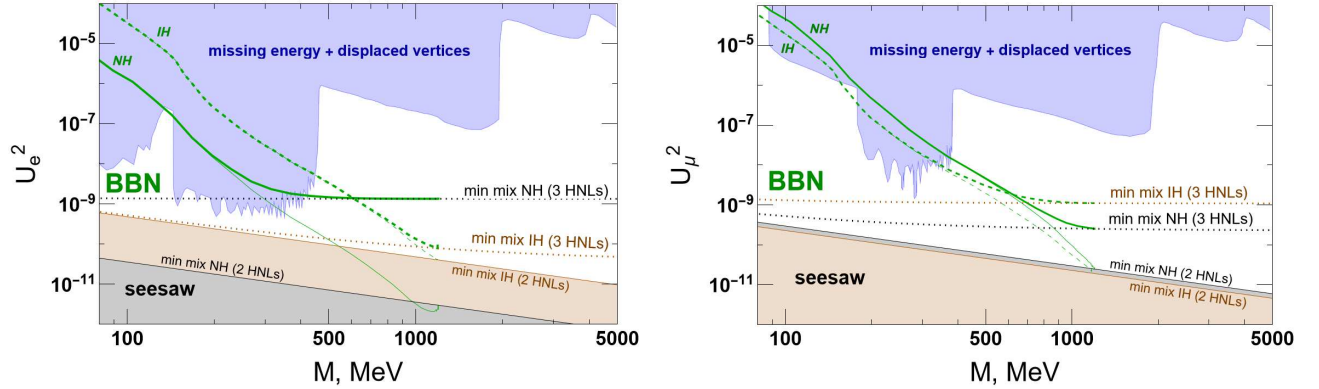


Рис. 3. Ограничения на U_e^2 и U_μ^2 для различных масс HNL. Зеленые линии — это нижние границы, полученные из предела времени жизни BBN $\tau < 0.02$ с: пунктирные линии — NH, сплошные линии — IH; тонкие линии предназначены для упрощенной модели с двумя HNL, толстые линии — для полной модели с тремя HNL и самой легкой активной массой нейтрино m_1 или m_3 равно 10^{-5} эВ. Исключенные области синим цветом соответствуют верхним границам двух типов экспериментов на ускорителях: эксперименты с восстановлением недостающей энергии (TRIUMPH [24], PIENU [25] (распад π), NA62 [26], E949 [27], KEK [28] (K decay)) и эксперименты со смещенными вершинами (DELPHI [29], PS-191 [30], CHARM [31], NuTeV [32]), разделение синей области на подобласти, соответствующие различным экспериментам на ускорителях можно найти в [16]. Минимальное смешение для контуров U_e^2 и U_μ^2 в упрощенном случае двух HNL и полном случае трех HNL с $m_1 = 0$ показано серыми (для NH) и коричневыми (для IH) сплошными линиями. В рассматриваемой модели мы отождествляем эти контуры с так называемой «границей seesaw», см. [16, 33]. Пунктирные серые и пунктирно-коричневые линии аналогичны сплошным линиям того же цвета, но для случая трех поколений HNL с $m_1 = 10^{-5}$ эВ

Таблица. Таблица значений кинематической функции $G_{\alpha 1}^M - 1$ для $M = \pi, K$ -мезона и $\alpha = e, \mu$. Масса HNL темной материи $M_1 = 5$ кэВ, масса самого легкого нейтрино равна 10^{-5} эВ.

α	e	e	μ	μ
meson	π	K	π	K
$G_{\alpha 1}^{\text{meson}} - 1$	$9.6 \cdot 10^{-5}$	$9.6 \cdot 10^{-5}$	$4.8 \cdot 10^{-10}$	$2.5 \cdot 10^{-9}$

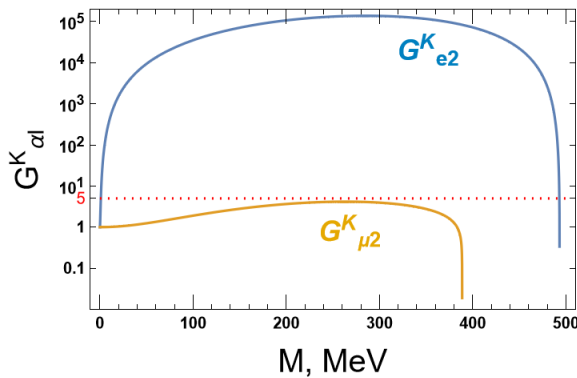


Рис. 4. Зависимость кинематических функций $G_{\alpha 2}^K$, $\alpha = e, \mu$ для K^+ -распада от массы HNL. Заметим, что если $M_2 = M_3 = M$, то функции $G_{\alpha 2}^K$ и $G_{\alpha 3}^K$ тождественны

простой вид

$$\Delta r_\pi \equiv \Delta r_{\text{non-unitary}} \simeq (U_\mu^2 - |\Theta_{\mu 1}|^2) - (U_e^2 - |\Theta_{e 1}|^2), \quad (36)$$

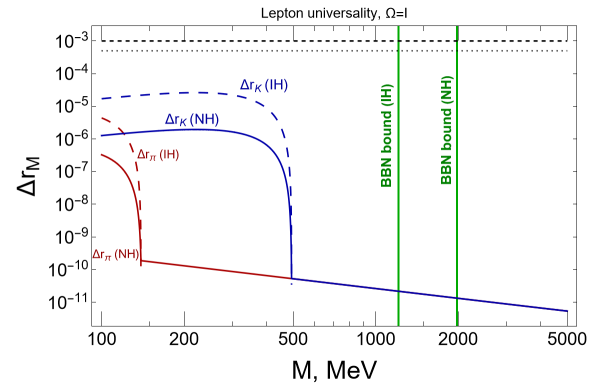


Рис. 5. Параметр нарушения лептонной универсальности Δr_π , красные линии, и Δr_K , синие линии, как функция массы HNL в случае квазивырожденного $M_2 \simeq M_3 \equiv M$ для сценария «минимального смешивания». HNL первого поколения N_1 с массой $M_1 \simeq 5$ кэВ является частицей темной материи. Активные массы нейтрино для нормальной иерархии (NH) равны $m_1 = 10^{-5}$ эВ, $m_2 = \sqrt{\Delta m_{21}^2}$, $m_3 = \sqrt{\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2}$, для обратной иерархии (IH) $m_3 = 10^{-5}$ эВ, $m_2 = \sqrt{|\Delta m_{31}^2| + \Delta m_{21}^2}$, $m_1 = \sqrt{|\Delta m_{31}^2|}$. Вертикальные зеленые линии являются нижними границами массы HNL из BBN ограничений $\tau_{HNL} < 0.02$ с для IH (левая линия) и NH (правая линия). Горизонтальные пунктирные линии соответствуют экспериментальным значениям параметров LUV: $\Delta r_\pi = 5 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta r_K = 10^{-3}$, [3]

$$\Delta r_K \simeq \Delta r_{\text{non-unitary}} + G_{e 2}^K (U_e^2 - |\Theta_{e 1}|^2) - G_{\mu 2}^K (U_\mu^2 - |\Theta_{\mu 1}|^2). \quad (37)$$

Обозначим верхнюю и нижнюю границы для U_e^2 как

\bar{u} и \underline{u} , а для U_μ^2 как \bar{v} и \underline{v} соответственно. Тогда максимальное и минимальное значения параметра нарушения лептонной универсальности для распада пиона запишется как

$$\begin{aligned} (\Delta r_\pi)_{\min} &\simeq (\underline{v} - \bar{u}) + \delta_{dm}, \\ (\Delta r_\pi)_{\max} &\simeq (\bar{v} - \underline{u}) + \delta_{dm}, \end{aligned} \quad (38)$$

а для каона ($M > 370$ MeV) как

$$\begin{aligned} (\Delta r_K)_{\max} &\simeq (\bar{v} - \underline{u}) + \delta_{dm} + \\ &+ G_{e2}^K(\bar{u} - |\Theta_{e1}|^2) - G_{\mu2}^K(\underline{v} - |\Theta_{\mu1}|^2), \\ (\Delta r_K)_{\min} &= (\Delta r_K)_{\max} \text{ с заменой } \underline{u} \leftrightarrow \bar{u}, \bar{v} \leftrightarrow \underline{v}, \end{aligned} \quad (39)$$

где

$$\delta_{dm} = |\Theta_{e1}|^2 - |\Theta_{\mu1}|^2 = \begin{cases} 1.12 \cdot 10^{-9} & \text{в случае NH,} \\ -1.04 \cdot 10^{-9} & \text{в случае IH} \end{cases} \quad (40)$$

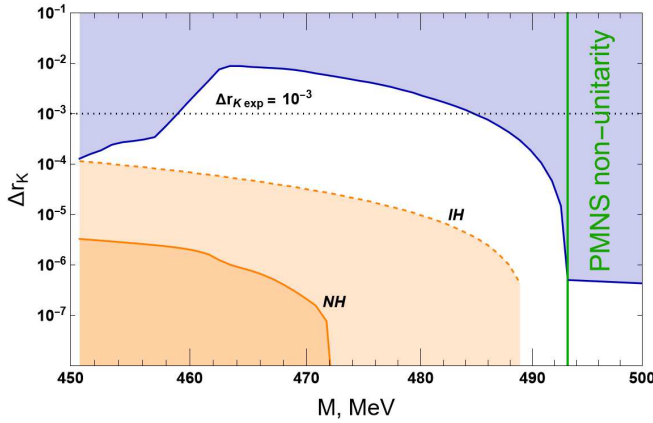


Рис. 6. Параметр нарушения универсальности лептонов (LUV) Δr_K как функция масс HNL в случае квазивиродженного $M_2 \simeq M_3 \equiv M$. Выбор M_1 и активных масс нейтрино как для нормальной, так и для обратной иерархий такой же, как на рис. 5. Вид матрица смешивания соответствует (21), сценарий «экспоненциального смешивания». Оранжевые линии соответствуют минимальному значению LUV в случае трех поколений HNL, когда $U_\alpha^2 = \frac{m_{1(3)}}{M_1} |U_{\alpha 1(3)}|^2 + |\Theta_{\alpha 2}|^2 + |\Theta_{\alpha 3}|^2$, где $m_{1(3)} \sim 10^{-5}$ эВ. Сплошная линия обозначает случай NH, пунктирная линия — IH. Синей линией показано максимальное значение параметра LUV для обеих иерархий. Горизонтальная пунктирная черная линия — это экспериментальное значение $\Delta r_K \simeq 10^{-3}$, см. [2]. Вертикальная зеленая линия — это кинематический порог $M = M_K - m_e$ для распада каона $K^+ \rightarrow e^+, N_{2(3)}$

Если масса наиболее легкого активного нейтрино $m_{1(3)} = 0$ (или, что эквивалентно, если рассматривается случай 2 поколений HNL) то $\delta_{dm} = 0$. В разрешенном диапазоне масс ($M > 410$ MeV), мы можем полагать, что $\bar{u}, \bar{v} > 10^7$, а значит, $\bar{u} \gg \underline{u}, \delta_{dm}$ и $\bar{v} \gg \underline{v}, \delta_{dm}$. Следовательно, когда масса HNL превосходит кинематический порог $M_K - m_e$, то можно считать, что

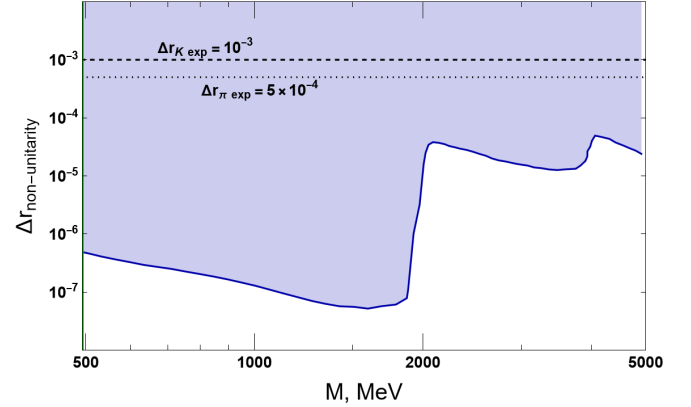


Рис. 7. Параметр нарушения универсальности лептонов в π^+ и K^+ распадах в зависимости от массы HNL в случае квазивиродженности $M_2 \simeq M_3 \equiv M$, когда масса HNL превышает все кинематические пороги для рассматриваемых каналов распада. В таком случае LUV возникает из-за неунитарности PMNS: $\sum_i |U_{\alpha i}|^2 = 1 - \sum_I |\Theta_{\alpha I}|^2 \neq 1$. Максимальное значение $\Delta r_{\text{non-unitarity}}$ оценивается по верхней экспериментальной границе для U_μ^2

$(\Delta r_{\text{non-unitarity}})_{\max} \simeq \bar{v}$ и $(\Delta r_{\text{non-unitarity}})_{\min} \simeq -\bar{u}$. Отдельный интерес представляет интервал масс HNL $450 \text{ MeV} < M \lesssim 493 \text{ MeV}$, так как в этой области нарушение лептонной универсальности происходит за счет открытого канала распада $K^+ \rightarrow e^+, N_{2,3}$ с кинематическим фактором вплоть до 10^5 (см. рис. 4)

$$\begin{aligned} (\Delta r_K)_{\max} &\sim \bar{v} + G_{e2}^K(\bar{u} - |\Theta_{e1}|^2) \\ (\Delta r_K)_{\min} &\sim -(\bar{u} + G_{\mu2}^K \bar{v}) + G_{e2}^K(\underline{u} - |\Theta_{e1}|^2) \end{aligned} \quad (41)$$

для $450 \text{ MeV} < M < 493 \text{ MeV}$.

Эти границы для Δr_K изображены на рис. 6. Максимальное значение параметра LUV для массы HNL, превышающей кинематический порог ($M > 493$ MeV), показано на рис. 7.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ограничения возможной формы матрицы смешивания в моделях типа see-saw I могут быть получены путем объединения верхних границ на компонентах матрицы из-за отсутствия сигналов на коллаидерах, в то время как ограничения на смешивание снизу обеспечиваются сценариями первичного нуклеосинтеза, а также экспериментами по нейтринным осцилляциям. Однако числовые значения для границ сильно зависят от сценария смешивания в рамках конкретной модели, который, с технической точки зрения, реализуется определенным выбором Ω -матрицы, связывающей $M_D - U_{PMNS} - U_N$. Параметр нарушения лептонной универсальности в распадах K^\pm и π^\pm чувствителен к нейтральным тяжелым лептонам из-за их дополнительного вклада в ширину мезонного распада.

Космологическая верхняя граница времени жизни HNL имеет решающее значение для определения границы масс N_2 и N_3 , поэтому их время жизни было тщательно оценено с учетом трехчастичных лептонных каналов распада, которые доминируют ниже пороговых значений двухчастичных каналов. Наши основные результаты можно резюмировать следующим образом:

- В диапазоне масс HNL $134 \text{ МэВ} < M < 144 \text{ МэВ}$ (вблизи массы π -мезона) в случае нормальной иерархии (NH) было обнаружено очень маленькое окно для U_e^2 , согласующееся с данными о восстановлении недостающей энергии и поиске смещенных вершин: $1.5 \cdot 10^{-7} < U_e^2 < 2.7 \cdot 10^{-7}$. Данная область требует более точного анализа экспериментальных данных, так как в нем используется выражения для ширины распада, которая, вообще говоря, является модельно зависимой.
- Существует область экспериментально допустимых параметров U_μ^2 для $155 \text{ МэВ} < M < 177 \text{ МэВ}$ с $1, 2 \cdot 10^{-6} < U_\mu^2 < 3, 5 \cdot 10^{-7}$ только для обратной иерархии (IH).
- Существует возможный диапазон параметров, согласующихся с экспериментальной верхней границей для U_e^2 , U_μ^2 и ограничениями первичного нуклеосинтеза (BBN) со следующими зависимостями от иерархии масс:

$$\begin{aligned} M > 407 \text{ MeV} & \text{ для } U_e^2 \text{ с NH,} \\ M > 452 \text{ MeV} & \text{ для } U_e^2 \text{ с IH,} \\ M > 370 \text{ MeV} & \text{ для } U_\mu^2 \text{ с NH,} \\ M > 340 \text{ MeV} & \text{ для } U_\mu^2 \text{ с IH.} \end{aligned}$$

- В модели с тремя поколениями стерильных майорановских нейтрино, где масса самого легкого активного нейтрино составляет $m_1 \sim 10^{-5}$ эВ, нижний предел для массы HNL, следующий из U_e^2 границы BBN $M > 407 \text{ МэВ}$ (NH), усиливается по сравнению с упрощенной моделью с двумя поколениями NHL, где $m_1 = 0$ и $M > 340 \text{ МэВ}$. Таким образом, учет допустимых ненулевых значений массы легкого активного нейтрино ощутимо смещает модельные BBN ограничения.

Проанализированы два сценария смешивания. В сценарии «минимального смешивания» параметр нарушения

лептонной универсальности Δr_M , $M = \pi^\pm, K^\pm$ не превышает $\mathcal{O}(10^{-5})$ при массах M_2 и M_3 до 500 МэВ как для нормальной, так и для обратной иерархии, однако учет космологических ограничений первичного нуклеосинтеза исключает массы N_2 и N_3 меньше 1.2 ГэВ для NH и меньше 2 ГэВ для IH. Выше этой границы LUV параметр находится на ненаблюдаемом уровне $\mathcal{O}(10^{-11})$, поэтому модель стерильных нейтрино со сценарием «минимального смешивания» не обеспечивает объяснения экспериментальных данных по нарушению лептонной универсальности.

Возможность наблюдаемого нарушения лептонной универсальности может быть реализована в трехпараметрическом сценарии «экспоненциального смешивания», где граница времени жизни задается контурами исключения на плоскости $|Im(\omega)| - M$. Используя теоретическое значение CM для R_π, R_K из [34, 35] и экспериментальное значение из Particle Data Group (PDG) [2], параметр универсальности лептонов для π^\pm равен $\Delta r_\pi = (-4 \pm 3) \times 10^{-4}$, а для K^\pm -мезона $\Delta r_K = (4 \pm 4) \times 10^{-3}$. BBN ограничения закрывают кинематическую область распадов π^\pm -мезонов в HNL, поэтому единственным механизмом нарушения в них лептонной универсальности является отклонение PMNS матрицы от унитарности, которое согласно экспериментальным данным для верхних пределов смешивания U_e^2 и U_μ^2 не превышает $5 \cdot 10^{-5}$. BBN ограничения допускают массы HNL $M > 452 \text{ МэВ}$, при которых есть открытые каналы распада $K^+ \rightarrow e^+, N_{2,3}$, за счет которых нарушение лептонной универсальности значительно увеличивается. С помощью имеющихся на данный момент экспериментальных ограничений сверху для U_e^2 и U_μ^2 вместе с BBN ограничениями для смешивания, рассчитанными в настоящей работе, мы нашли открытое окно параметров для масс $460 \text{ МэВ} < M < 485 \text{ МэВ}$, при которых допустимый параметр LUV изменяется в пределах от 10^{-6} до 10^{-2} , что согласуется с экспериментально измеренным отклонением от нарушения лептонной универсальности $CM \sim 10^{-3}$. Данную область масс параметров потенциально способен покрыть эксперимент SHiP [36].

Благодарности

Авторы выражают благодарность организационному комитету Международного молодежного научного форума «Ломоносов» за предоставленную возможность презентации настоящего исследования и за высокий уровень организации мероприятия.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00152.

[1] Bellini G., Ludhova L., Ranucci G., Villante F.L. // Adv. High Energy Phys. **2014**. 191960. (2014).

[2] Workman R.L. et al. // Review of Particle Physics. PTEP, 2022:083C01, (2022).

- [3] Mohapatra R.N., Senjanovic G. // Phys. Rev. Lett., **44**, 912. (1980).
[4] Schechter J., Valle J.W.F. // Theories. Phys. Rev. D, **22**, 2227. (1980).
[5] Drewes M. et al. // JCAP, **01**, 025, (2017).
[6] Asaka T., Blanchet S., Shaposhnikov M. // Phys. Lett. B, **631**, 151. (2005).
[7] Shaposhnikov M. // Nucl. Phys. B. **763**, 49. (2007).
[8] Asaka T., Shaposhnikov M. // Phys. Lett. B. **620**, 17. (2005).
[9] Boyarsky A., Ruchayskiy O., Shaposhnikov M. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **59**, 191. (2009).
[10] Merle A. // Int. J. Mod. Phys. D. **22**, 1330020 (2013).
[11] Ibarra A., Molinaro E., Petcov S.T. // JHEP. **09**, 108. (2010).
[12] Casas J.A., Ibarra A. // Nucl. Phys. B. **618**, 171. (2001).
[13] C. Hagedorn, E. Molinaro // Nucl. Phys. B. **919**, 404. (2017).
[14] Dubinin M., Fedotova E. // Symmetry. **15**(3), 679. (2023).
[15] Asaka T., Eijima Sh., Ishida H. // JHEP. **04**, 011. (2011).
[16] Bondarenko K., Boyarsky A., Klaric J. et al. // JHEP. **07**, 193. (2021).
[17] Shrock R.E. // Phys. Rev. D. **24**, 1232. (1981).
[18] Shrock R.E. // Phys. Rev. D. **24**, 1275. (1981).
[19] Abada A., Das D., Teixeira A.M. et al, // JHEP. **02**, 048. (2013).
[20] Abada A., Teixeira A.M., Vicente A., Weiland C. // JHEP. **02**, 091. (2014).
[21] Asaka T., Eijima Sh., Takeda K. // Phys. Lett. B. **742**, 303. (2015).
[22] Dolgov A.D., Hansen S.H., Raffelt G., Semikoz D.V. // Nucl. Phys. B. **580**, 331. (2000).
[23] Boyarsky A., Ovchinnikov M., Ruchayskiy O., Syvolap V. // Phys. Rev. D. **104**(2), 023517. (2021).
[24] Britton D.I. et al. // Phys. Rev. D. **46**, R885. (1992).
[25] Aguilar-Arevalo A. et al. // Phys. Rev. D. **97**(7), 072012. (2018).
[26] Cortina Gil E. et al. // Phys. Lett. B. **807**, 135599. (2020).
[27] Artamonov A.V. et al. // Phys. Rev. D. **91**(5), 052001. (2015). [Erratum: Phys.Rev.D **91**, 059903 (2015)].
[28] Yamazaki T. et al. // Conf. Proc. C. **840719**, 262. (1984).
[29] Abreu P. et al. // Z. Phys. C. **74**, 57. (1997). [Erratum: Z.Phys.C 75, 580 (1997)].
[30] Bernardi G. et al. Phys. Lett. B. **203**, 332. (1988).
[31] Bergsma F. et al. // Phys. Lett. B. **166**, 473. (1986).
[32] Vaitaitis A. et al. // Phys. Rev. Lett. **83**, 4943. (1999).
[33] Abdullahi A.M. et al. // J. Phys. G. **50**(2), 020501. (2023).
[34] Finkemeier M. // Phys. Lett. B. **387**, 391. (1996).
[35] Cirigliano V., Rosell I. // Phys. Rev. Lett. **99**, 231801. (2007).
[36] Alekhin S. et al. // Rept. Prog. Phys. **79**(12), 124201. (2016).

Lepton universality in a model with three sterile neutrino generations

D. M. Kazarkin^{1,a}, M. N. Dubinin^{2,b}

¹Department of physics of atomic nucleus and quantum collision theory, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
E-mail: ^akazarkin.dm17@physics.msu.ru, ^bdubinin@theory.sinp.msu.ru

The $SU(2)_L \times U(1)$ gauge model with an extended lepton sector by three right-handed Majorana sterile neutrinos is considered. Diagonalization of the full 6×6 mass matrix of active and sterile neutrinos was carried out. There are two main scenarios that do not contradict cosmological restrictions on sterile dark matter neutrinos: «exponential mixing», in which complex-valued parameters of the mixing matrix can amplify its components by several orders of magnitude, and «minimal mixing», in which there are only masses and mixing parameters of active neutrinos, as well as masses of sterile neutrinos. Two heavy sterile neutrinos with quasi-degenerate masses up to 5 GeV can induce the deviation of lepton universality violation parameter in the decays of π^+ and K^+ mesons from the the Standard Model value. Contours are obtained for the permissible values of this parameter within the framework of two mixing scenarios, taking into account the lifetime boundary for heavy neutral lepton from Big Bang nucleosynthesis in the Universe. When calculating the decay width of heavy neutral leptons in the framework of the model with six Majorana neutrinos, three active and three heavy, both two-particle and three-particle lepton decays, essential for masses below the mass of the pion, were taken into account. For the second scenario, a mass region of $460 \text{ MeV} < M < 485 \text{ MeV}$ has been found that allows violation of lepton universality in charged kaon decays at the level observed in the experiment.

PACS: 14.60.Pq, 14.60.St.

Keywords: lepton universality violation, seesaw, sterile neutrinos, Majorana neutrinos, heavy neutral leptons.

Received 31 May 2023.

Сведения об авторах

1. Казаркин Дмитрий Михайлович — магистр 2 года обучения; e-mail: kazarkin.dm17@physics.msu.ru.
2. Дубинин Михаил Николаевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-18-18, e-mail: dubinin@theory.sinp.msu.ru.