

# Лептонная универсальность, сценарии смешивания майорановских нейтрино и темная материя

НИИЯФ, результаты 2023 г.

М. Дубинин, Д. Казаркин, Е. Федотова

arXiv: 2206.05186 (ЖЭТФ),  
2212.11310 (Phys.Rev.D),  
2303.06680 (Symmetry),  
2308.02240 (Письма ЖЭТФ)



- 1 Модель seesaw type I для трех поколений нейтрино
- 2 Общие космологические ограничения
- 3 Ограничения для минимального смешивания и за его пределами
- 4 Ограничения в секторе тяжелых стерильных нейтрино  $N_2 - N_3$
- 5 Правила Фейнмана для майорановских фермионов
- 6 Нарушение лептонной универсальности
- 7 Заключение



# Расширение лептонного сектора

Тяжелые нейтральные лептоны (**HNL**, также стерильные нейтрино) - правые майорановские фермионы, синглеты относительно калибровочной группы SM  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Лагранжиан расширения

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

где  $l_L = (\nu_L, e_L)^T$  - левый дублет SM,  $\nu_R$  - калибровочные состояния стерильных нейтрино (flavor states),  $H$  - хиггсовский дублет ( $\tilde{H} = \epsilon_{ij} H^j$ ),  $F$  - матрица юкавских констант, После спонтанного нарушения симметрии  $M_D = F \langle H \rangle = Fv$  ( $v = 174$  ГэВ).

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



# Переход от калибровочных состояний (flavor states) к массовым состояниям

Полная массовая матрица  $\mathcal{M} = \mathcal{U}\mathcal{D}\mathcal{U}^T$ , где  $\mathcal{U}$  - унитарная матрица,  $\mathcal{D}$  - диагональная неотрицательная матрица. Связь между **массовым** и **калибровочным** базисом

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} = \mathcal{U} P_L \begin{pmatrix} \nu \\ N \end{pmatrix}, \quad \mathcal{U} = \exp \begin{pmatrix} 0 & \theta \\ -\theta^\dagger & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_\nu & 0 \\ 0 & U_N^* \end{pmatrix}$$

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

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

Exponent is decomposed in  $\theta$  - "Casas-Ibarra diagonalization"

NPB 618 (2001) 171 (hep-ph/0103065)



Для физически интересных сценариев в моделях seesaw типа I необходимо объединить очень малые массы активных (или стандартных) нейтрино  $\sim F^2 v^2 / M_M$  с умеренно тяжелыми майорановскими нейтрино  $M_{HNL}$  в пределах досягаемости по энергии коллайдеров LHC и ILC при не слишком малых смешиваниях  $\sim \sqrt{m_\nu / M_{HNL}}$ , чтобы обеспечить наблюдаемые сигналы при высокой светимости. Это достигается либо путем точной настройки матриц смешивания в конкретных сценариях с дополнительными симметриями, либо в рамках т.н. диагонализации Casas-Ibarra, когда смешивание может быть усилено. Модели первого типа дают квазидираковские нейтрино, которые обрабатываются по стандартным правилам Фейнмана, что не полностью согласуется с моделями второго типа, не использующими при вычислениях "предел Дирака" и оперирующими с правилами Фейнмана для майорановских фермионов.



Сценарии такого типа сильно отличаются от современного моделирования на коллайдерах, которое проводится с использованием так называемого "подхода, независимого от модели" (или "model independent approach"), также известного как "феноменологическая модель seesaw типа I" с одним поколением HNL и смешиванием, не зависящим от массы HNL.

Интересно рассмотреть явные формы смешивания для трех поколений HNL вне "предела Дирака" с учетом имеющихся данных.



# Взаимодействия заряженных и нейтральных токов нейтрино с $W^\pm$ и $Z$ бозонами

$$\mathcal{L}_{CC}^\nu = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l} \gamma_\mu U_{PMNS} \nu_{iL} W^\mu + h.c. \quad (1a)$$

$$\mathcal{L}_{NC}^\nu = \frac{g}{2c_W} \bar{\nu}_{iL} \gamma_\mu U_{PMNS}^\dagger U_{PMNS} \nu_{jL} Z^\mu + h.c. \quad (1b)$$

$$\mathcal{L}_{CC}^N = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l} \gamma_\mu \theta U_N^* N_{kL} W^\mu + h.c. \quad (1c)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC}^N &= -\frac{g}{2c_W} \bar{N}_{iL} \gamma_\mu U_N^T \theta^\dagger \theta U_N^* N_{jL} Z^\mu + \\ &+ \left( -\frac{g}{2c_W} \bar{\nu}_{iL} \gamma_\mu U_{PMNS}^\dagger (I - \frac{1}{2} \theta^\dagger \theta) \theta U_N^* N_{jL} Z^\mu + h.c. \right) \end{aligned} \quad (1d)$$

Смешивание HNL и левых активных нейтрино характеризуется матрицей  $\Theta \equiv \theta U_N^*$ .

## Переход к массовым состояниям неоднозначен

Разрешая уравнения диагонализации, получаем условие

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

в котором  $\Omega$  – произвольная ортогональная матрица, которая может зависеть от дополнительных параметров,  $U_\nu$  и  $U_N$  диагонализуют секторы  $\nu_{e,\mu,\tau}$  и  $N_{1,2,3}$ . Матрица смешивания

$$\Theta = iU_\nu \sqrt{\hat{m}} \Omega \sqrt{\hat{M}^{-1}}, \text{ где } \hat{m} = \text{diag}(m_1, m_2, m_3), \hat{M} = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$$

Матрица PMNS неунитарна и связана с унитарной матрицей  $U_\nu$ :

$$U_{\text{PMNS}} = \left(1 - \frac{1}{2}\theta^\dagger\theta + \mathcal{O}(\theta^4)\right) U_\nu$$





## Non-minimal $\mathcal{O}(\theta^3)$ decomposition

Take into account the terms of the order of  $\mathcal{O}(\theta M_D)$  when  $(\hat{M} = \text{diag}(M_1, M_2, M_3))$

$$M_N = U_N^* \hat{M} U_N^\dagger = (\theta^{-1} - \frac{1}{3} \theta^\dagger) M_D = M_M + \theta^\dagger M_D$$

whereas, within  $\mathcal{O}(\theta^2)$  approximation for the see-saw mechanism, it is assumed that  $M_N = M_M$ . For non-minimal decomposition of the **exp** matrix, the condition must be met

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

which is a condition for the self-consistency of the diagonalization procedure, taking into account the  $\mathcal{O}(\theta M_D)$  terms.



# Neutrino Minimal Standard Model ( $\nu$ MSM)

Далее придерживаемся модели  $\nu$ MSM

- объясняет данные по осцилляциям

	NH	IH
$m_1$	small	$\sqrt{\Delta m_{31}^2} \simeq 0.049 \text{ eV}$
$m_2$	$\sqrt{ \Delta m_{21}^2 } \simeq 0.009 \text{ eV}$	$\sqrt{\Delta m_{32}^2} \simeq 0.050 \text{ eV}$
$m_3$	$\sqrt{\Delta m_{31}^2} \simeq 0.049 \text{ eV}$	small

- не содержит сильно разнесенных массовых масштабов

-  $N_1$  хороший кандидат на роль DM

- барионная асимметрия генерируется осцилляциями  $N_2 - N_3$  если массы очень близки:  $N_2 \sim N_3 \gg N_1$

T.Asaka, S.Blanchet and M.Shaposhnikov, Phys.Lett. B631 (2005) 151 (hep-ph/0503065)



# Общие космологические ограничения на стерильное нейтрино: время жизни

Возраст Вселенной  $\tau_{N_1} \geq H_0^{-1} \simeq 4 \times 10^{17}$  секунд. Однопетлевой распад  $N \rightarrow \gamma, \nu$  может быть отличительным сигналом с энергией фотона  $E_\gamma = M_1/2$ , тогда ограничение на время жизни **усиливается данными гамма-астрономических наблюдений**, Т. Алиев, М. Высоцкий, УФН, 1981, также [1, 2, 3], и составляет  $\tau_{N_1} > 10^{25}$  секунд.

$$\Gamma(N_1 \rightarrow \gamma, \nu) = \frac{9\alpha_{EM} G_F^2 M_1^5}{256\pi^4} \sum |\Theta_{\alpha 1}|^2. \quad (2)$$

$$\tau_{N_1} = 3 \times 10^{22} \left( \frac{M_1}{1 \text{ кэВ}} \right)^{-4} \left( \sum_{\alpha} \frac{(m_D^{\alpha})_{\alpha 1}}{1 \text{ эВ}} \right)^{-1} \text{ сек.} \quad (3)$$

## Эффективный массовый параметр

$$(m_D)_{\alpha l} = \left| \sum_k \sqrt{m_k} U_{\alpha k} \Omega_{kl} \right|^2$$

$$\sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha l} = \left| \sum_k \sqrt{m_k} U_{\alpha k} \delta_{k1} \right|^2 = m_1, \quad \sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha l} = \left| \sum_k \sqrt{m_k} U_{\alpha k} \delta_{k3} \right|^2 = m_3$$



# Общие космологические ограничения на стерильное нейтрино: плотность темной материи

Смешивание активных и стерильных нейтрино  $\Theta$  достаточно мало и HNL DM никогда не находилось в тепловом равновесии.

Доминирующий механизм образования стерильных нейтрино (*механизм Dodelson-Widrow*, [4]) – осцилляции активных и стерильных нейтрино. Доля энергии во Вселенной в случае нерезонансного рождения задается формулой

$$\Omega_N h^2 \simeq 0.1 \sum_{l=1}^3 \sum_{\alpha=e,\nu,\tau} \left( \frac{|\Theta_{\alpha l}|^2}{10^{-8}} \right) \left( \frac{M_l}{1 \text{ кэВ}} \right)^2. \quad (4)$$

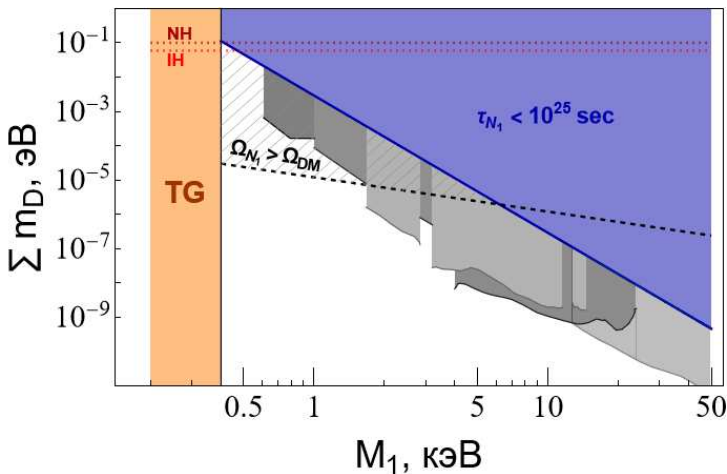
В частности, компонента плотности частиц  $N_1$

$$\Omega_{N_1} h^2 \simeq \left( \frac{\sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha 1}}{10^{-4} \text{ эВ}} \right) \left( \frac{M_1}{1 \text{ кэВ}} \right) \leq \Omega_{DM} h^2 = 0.12. \quad (5)$$

$$\sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha 1} < \overline{(m_D)}_{DM} = 10^{-5} \left( \frac{M_1}{1 \text{ кэВ}} \right)^{-1} \text{ эВ}$$



# Контуры исключения для $N_1$ , частицы DM



Cosmological restrictions on  $(m_D)_{\alpha l} = \left| \sum_k \sqrt{m_k} U_{\alpha k} \Omega_{kl} \right|^2$  parameter for  $N_1$  DM, summed over flavor index  $\alpha = e, \mu, \tau$ .  $\Omega$ -independent plot. Gray regions excluded by satellite experiments XMM, Chandra, HEAO-1, etc recalculated to  $\Sigma m_D$  from the data summary in 0811.2385.

## Сценарии с возможными видами матрицы $\Omega$

- $\Omega = I$  для прямой иерархии масс активных нейтрино (NH) или антидиагональная ортогональная матрица  $\Omega$  аналогичная выбору  $\Omega = I$  но для обратной иерархии (IH);
- $\Omega \in SO(3, \mathbb{R})$  и параметризуется тремя вещественными углами Эйлера  $\alpha_j$

$$\Omega = \mathbf{X}_1 \mathbf{Z}_2 \mathbf{X}_3 = \begin{pmatrix} c_2 & -c_3 s_2 & s_2 c_3 \\ c_1 s_2 & c_1 c_2 c_3 - s_1 s_3 & -c_3 s_1 - c_1 c_2 s_3 \\ s_1 s_2 & c_1 s_3 + c_2 c_3 s_1 & c_1 c_3 - c_2 s_1 s_3 \end{pmatrix} \quad (6)$$

- $\Omega \in SO(3, \mathbb{C})$  с той же параметризацией (6), где аналогами углов Эйлера являются комплекснозначные параметры  $\omega_j = \alpha_j + i\beta_j$ .



# Поверхности в пространстве параметров для вещественной матрицы поворота $\Omega$ .

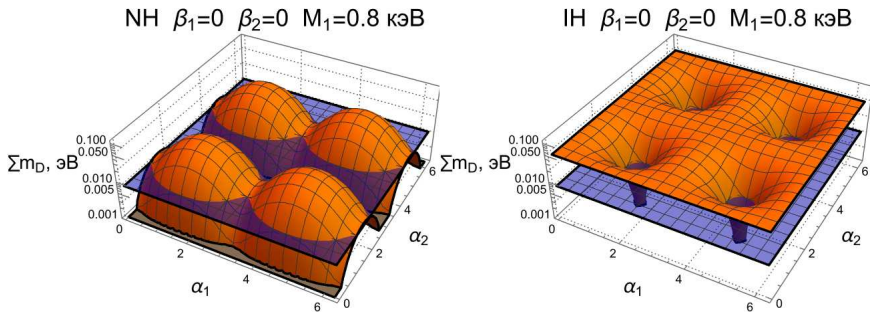


Рис.: Поверхности, иллюстрирующие масштаб величины  $\sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha 1}$  в зависимости от углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  для случаев прямой иерархии масс активных нейтрино (рисунок слева) и обратной (рисунок справа). Синяя плоскость -  $(m_D)_{X\text{-ray}}$  при  $M_1 = 0.8$  кэВ.

# Поверхности в пространстве параметров для вещественной матрицы поворота $\Omega$ .

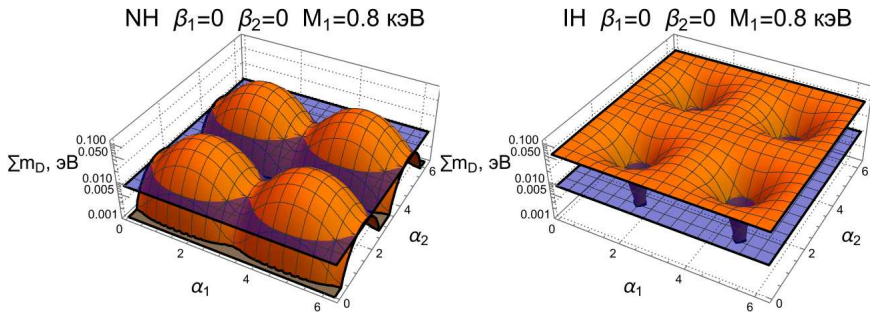
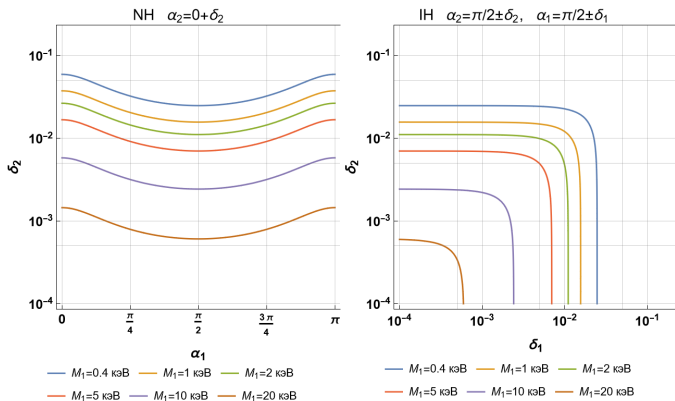


Рис.: Поверхности, иллюстрирующие масштаб величины  $\sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha 1}$  в зависимости от углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  для случаев прямой иерархии масс активных нейтрино (рисунок слева) и обратной (рисунок справа). Синяя плоскость -  $(m_D)_{X\text{-ray}}$  при  $M_1 = 0.8$  кэВ.



# Контуры для углов Эйлера вещественной матрицы поворота $\Omega$



**Рис.:** Контуры исключения для углов Эйлера  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  при различных массах  $M_1$  стерильного нейтрино темной материи, для комбинации  $\tau_{N_1}$  и плотности энергии. Указаны соответствующие каждому контуру значения массы  $M_1$  кэВ.



# Контуры для комплекснозначной матрицы поворота

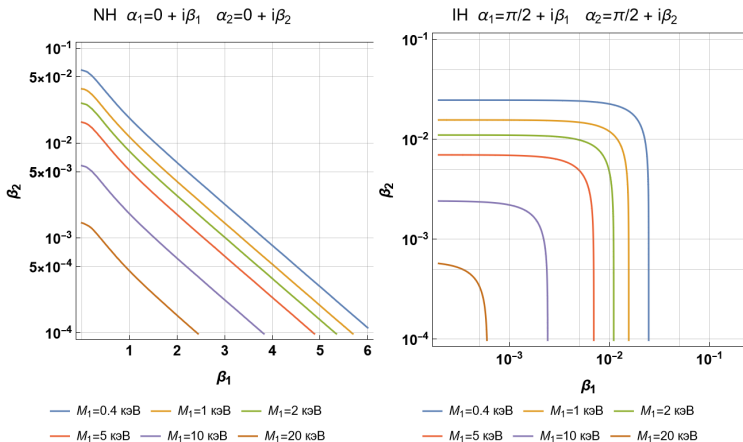


Рис.: Контуры исключения для мнимых частей  $\beta_1$  и  $\beta_2$  углов Эйлера  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в параметризации комплексной ортогональной матрицы  $\Omega$  при зафиксированных вещественных частях  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (их значения приведены в подписях над графиками).



## Сценарий «минимального смешивания»

Отдельно выделим сценарий "*минимального смешивания*", лишенный дополнительных неизвестных параметров и отражающий общие свойства ограничений в случае вещественнозначных матриц  $\Omega$ .

$$\Theta_{\min}^{(\text{NH})} = \begin{pmatrix} iU_{e1}\sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{e2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{e3}\sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ iU_{\mu1}\sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{\mu2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\mu3}\sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ iU_{\tau1}\sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{\tau2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\tau3}\sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \end{pmatrix}, \quad \Omega_{\min}^{(\text{NH})} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Theta_{\min}^{(\text{IH})} = \begin{pmatrix} iU_{e3}\sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{e2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{e1}\sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \\ iU_{\mu3}\sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{\mu2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\mu1}\sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \\ iU_{\tau3}\sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{\tau2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\tau1}\sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \end{pmatrix}, \quad \Omega_{\min}^{(\text{IH})} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$



## Допустимые виды матрицы $\Omega$ . "Точная настройка" и экспоненциальное смешивание

Учёт космологических ограничений указывает на предпочтительный вид матрицы  $\Omega$  и масштаб массы  $M_1 \sim 1 - 10$  кэВ.

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

где  $\omega$ , вообще говоря, **комплексный** параметр. Сценарий имеет характерное увеличение значений смешивания из-за возникновения множителей  $\chi_\omega = e^{Im(\omega)} \gg 1$  при  $Im(\omega) > 1$ . Этот сценарий смешивания будем называть **"точной настройкой"**.

Помимо этого, в модели  $\nu$ MSM подразумевается, что массы двух оставшихся  $HNL$   $M_2 \simeq M_3 \gg M_1$ , так как это условие квазивырожденности по массам необходимо для генерации **барионной асимметрии** во Вселенной, [5].

## Имеющиеся ограничения для модели $\nu$ MSM: $N_2 - N_3$ сектор

- Ограничения из ускорительных экспериментов двух типов: эксперименты с определением *недостающей энергии* (PIENU, TRIUMPH, KEK, NA62, E949) и эксперименты по определению *смещенных вершин* (PS-191, CHARM, NuTeV, DELPHI). Совокупность этих ограничений дает верхние границы для

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

- Неравенство для времени жизни  $N_2$  и  $N_3$ ,  $\tau_N < 0.02$  секунд, при которых не возникает перепроизводства легких элементов ( $^4\text{He}$ ,  $^2\text{H}$ ) в первичной плазме, [6] (т.н. **первичный нуклеосинтез** или **Big Bang nucleosynthesis, BBN**). Дает ограничение снизу на параметры  $U_\alpha^2$ .



# Perturbative calculations with Majorana fermions

General form

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \overline{\lambda}_a (i\hat{\partial} - M_a) \lambda_a + \overline{\Psi}_b (i\hat{\partial} - m_b) \Psi_b + \\ & + \frac{1}{2} g_{abc}^i \overline{\lambda}_a \Gamma_i \lambda_b \Phi_c + k_{abc}^i \overline{\lambda}_a \Gamma_i \Psi_b \Phi_c^* + (k_{abc}^i)^* \overline{\Psi}_a \Gamma_i \lambda_b \Phi_c + \\ & + h_{abc}^i \Psi_a \Gamma_i \Psi_b \Phi_c, \end{aligned} \quad (7)$$

where  $\lambda/\Psi$  are Majorana/Dirac fermions,  $\Phi$  - boson.

H.Haber and G.Kane, *The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model*, Phys.Rept. 117 (1985) 75-263 (general basis)

A.Denner, H.Eck, O.Hahn and J.Kublbeck, *Feynman rules for fermion number violating interactions*, Nucl.Phys.B 387 (1992) 467-481 (fermion flow technique implemented in FeynCalc package)



neutral current interaction

$$\mathcal{L}_{\nu N} = -\frac{g}{2c_w} \left[ (U^\dagger \Theta)_{iJ} \bar{\nu}_i \gamma^\mu P_L N_J + (U^\dagger \Theta)_{iJ}^* \bar{N}_J \gamma^\mu P_L \nu_i \right] Z_\mu$$

for Majorana case can be rewritten in the form

$$\begin{aligned} \bar{N}_J \gamma^\mu P_L \nu_i &= (\bar{N}_J \gamma^\mu P_L \nu_i)^T = (-1) \nu_i^T (\gamma^\mu P_L)^T \bar{N}_J^T = (-1) (-\bar{\tilde{\nu}}_i C) (\gamma^\mu P_L) \\ &= \bar{\tilde{\nu}}_i \underbrace{C (\gamma^\mu P_L)^T C^{-1}}_{=-\gamma^\mu P_R} \tilde{N}_J = \left\{ \begin{array}{l} \bar{\tilde{\nu}}_i = \bar{\nu}_i \\ \tilde{N}_J = N_J \end{array} \right\} = -\bar{\nu}_i \gamma^\mu P_R N_J \quad (8) \end{aligned}$$

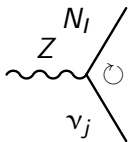
and

$$\mathcal{L}_{\nu N} = -\frac{g}{2c_w} \bar{\nu}_i \left[ (U^\dagger \Theta)_{iJ} \gamma^\mu P_L - (U^\dagger \Theta)_{iJ}^* \gamma^\mu P_R \right] N_J Z_\mu$$

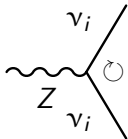


# HNL decays: Feynman rules for Majorana fermions

Width calculation for Majorana fermions.



$$-i \frac{g}{2 \cos \theta_W} \gamma^\mu \left[ (U^\dagger \Theta)_{jl}^* P_L - (U^\dagger \Theta)_{jl} P_R \right]$$



$$-i \frac{g}{2 \cos \theta_W} \gamma^\mu (P_L - P_R) = i \frac{g}{2 \cos \theta_W} \gamma^\mu \gamma^5$$

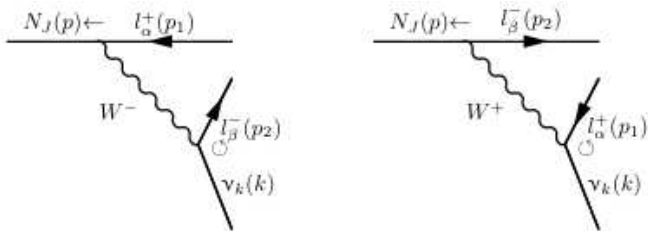
Таблица: Sample Feynman rules for Majorana fermions implemented in LanHEP/CompHEP

$$\Gamma_{N_{2,3}} = \Gamma(\rightarrow h^\pm + l^\mp) + \Gamma(\rightarrow h^0 + \nu) + \Gamma(\rightarrow l^+ l^- \nu), \quad \tau_{N_{2,3}} = \Gamma_{N_{2,3}}^{-1}$$



# Majorana case interferences and the "Dirac limit": example

$$N \rightarrow l_{\alpha}^{+} l_{\beta}^{-} \nu$$



Decay width

$$\Gamma(N_J \rightarrow \sum_{k=1}^3 \nu_k l_{\alpha}^{+} l_{\beta}^{-}) = \frac{G_F^2 M_J^5}{192\pi^3} \left( |\Theta_{\alpha J}|^2 + |\Theta_{\beta J}|^2 - \frac{4}{M_J} \sum_{k=1}^3 m_k \text{Re}\{\Theta_{\alpha J} \Theta_{\beta J}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k}\} \right)$$

$e^{Im(\omega)} = 1100$  at  $\omega = 7$ . If  $\alpha = \beta$  third interfering diagram with intermediate  $Z$  appears.



# Парциальные ширины лептонных распадов

- $$\Gamma(N_l \rightarrow \sum_i \nu_i, \nu_j, \nu_j) = \frac{G_F^2 M_l^5}{192\pi^3} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} |\Theta_{\alpha l}|^2$$
- $$\Gamma(N_l \rightarrow \sum_{i=1,2,3} \nu_i l_{\alpha}^+ l_{\alpha}^-) = \frac{G_F^2 M_l^5}{96\pi^3} \left( \left[ (C_1^2 + C_2^2) \sum_{\beta} |\Theta_{\beta l}|^2 + (1 - 2C_1) |\Theta_{\alpha l}|^2 \right] \mathcal{F}_1(r) + \left[ (2C_1 C_2) \sum_{\beta} |\Theta_{\beta l}|^2 - 2C_2^2 |\Theta_{\alpha l}|^2 \right] \mathcal{F}_2(r) \right),$$

где  $C_1 = s_W^2 - \frac{1}{2}$ ,  $C_2 = s_W^2$ ,  $r_{\alpha} = \frac{m_{\alpha}^2}{M_l^2}$ ,

$$\mathcal{F}_1(r) = (1 - 14r - 2r^2 - 12r^3) \sqrt{1 - 4r} + 12r^2(1 - r^2) \ln\left(\frac{1 - 3r + (1 - r)\sqrt{1 - 4r}}{r(1 - \sqrt{1 - 4r})}\right),$$

$$\mathcal{F}_2(r) = (2r + 10r^2 - 12r^3) \sqrt{1 - 4r} - (6r^2 - 12r^3 + 12r^4) \ln\left(\frac{1 - 3r + (1 - r)\sqrt{1 - 4r}}{r(1 - \sqrt{1 - 4r})}\right).$$

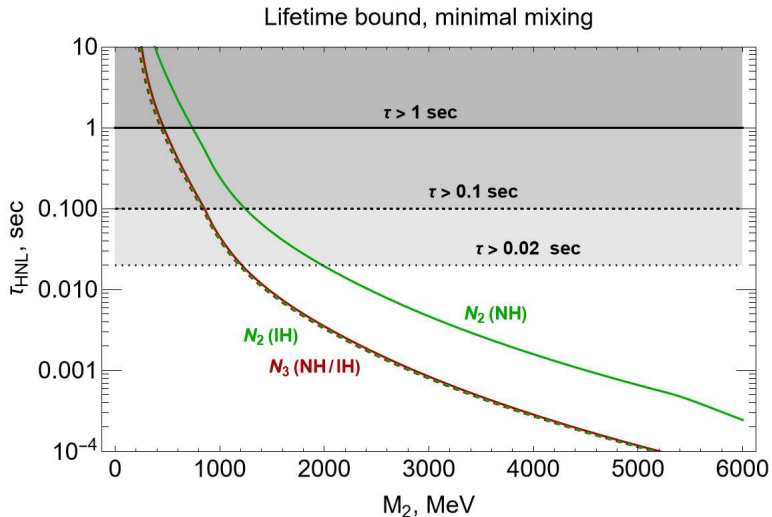
- $$\Gamma(N_l \rightarrow \sum_{i=1,2,3} \nu_i l_{\alpha}^+ l_{\beta}^-) = \frac{G_F^2 M_l^5}{192\pi^3} (|\Theta_{\alpha l}|^2 + |\Theta_{\beta l}|^2) \mathcal{G}(r_{\alpha}, r_{\beta}),$$

$$\mathcal{G}(x, y) = (1 - 7x - 7x^2 + x^3 + 12xy - 7y - 7y^2 + y^3 - 7x^2y - 7xy^2)R +$$

$$+ 12(y^2 + x^2y^2 - 2x^2) \ln\left(\frac{1 + x - y + R}{2}\right) + 12x^2(1 - y^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right) +$$

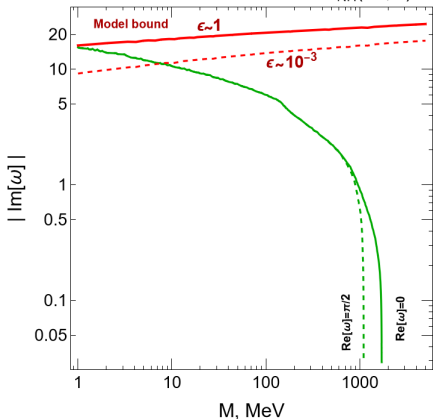
$$+ 12y^2(1 - x^2) \ln\left(\frac{1 - x - y + R}{1 - x + y - R}\right), \quad R = \lambda^{1/2}(1, x, y)$$

# BBN ограничения в сценарии "минимального смешивания"

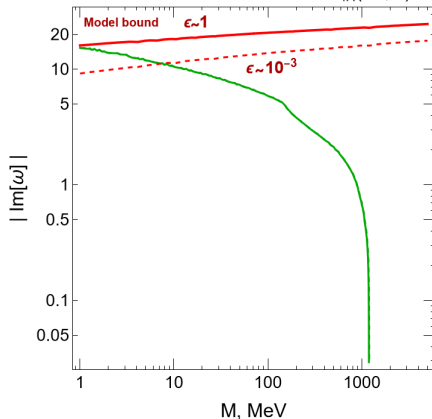


# BBN ограничения для параметра $\omega$ матрицы $\Omega$

Lifetime bound for case  $\Omega = \Omega_{\text{NH}}(\pm 1, \omega)$

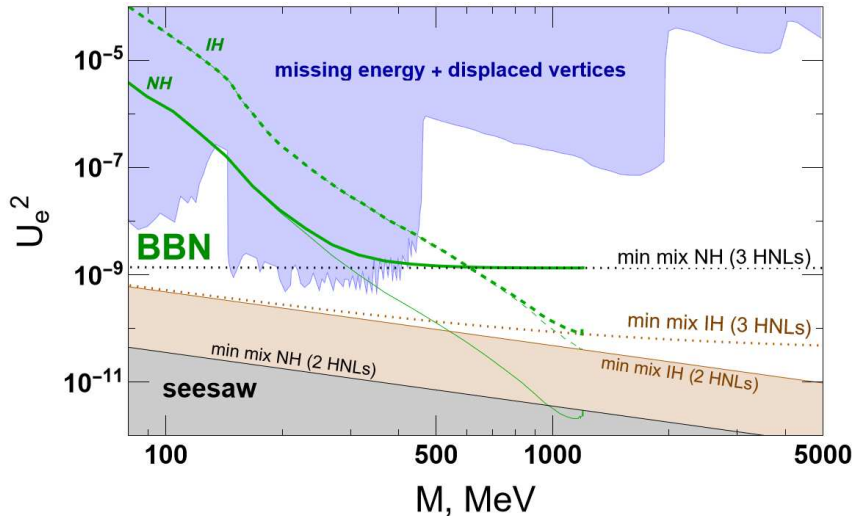


Lifetime bound for case  $\Omega = \Omega_{\text{IH}}(\pm 1, \omega)$

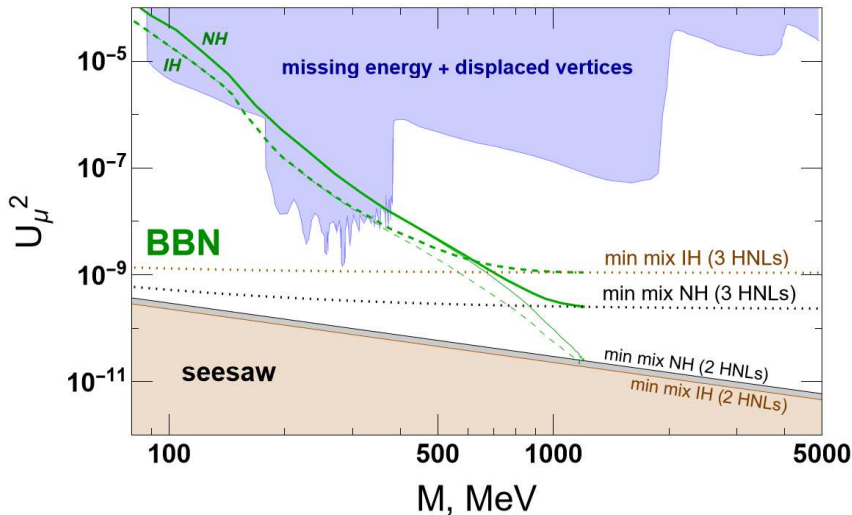


$$\Omega^{-1} = \Omega^T + \frac{1}{3} \hat{M}^{-1} (\Omega^{-1})^* \hat{m}, \quad (\text{диагонализация с точностью до } \mathcal{O}(M_D \theta))$$

# Контуры исключения и ограничения для модели $\nu$ MSM: $U_e^2$



# Контуры исключения и ограничения для модели $\nu$ MSM:

 $U_{\mu}^2$ 

# Параметр нарушения лептонной универсальности

Величина **нарушения лептонной универсальности (LUV)** в распадах мезона  $M = \pi^+, K^+$  определяется как

$$\Delta r_M = \frac{R_M}{R_M^{SM}} - 1, \quad \text{где} \quad R_M = \frac{\Gamma(M \rightarrow e\nu) + \Gamma(M \rightarrow eN)}{\Gamma(M \rightarrow \mu\nu) + \Gamma(M \rightarrow \mu N)}$$

а  $R_M^{SM}$  содержит ширины только с активными нейтрино  $\nu$  в конечном состоянии.

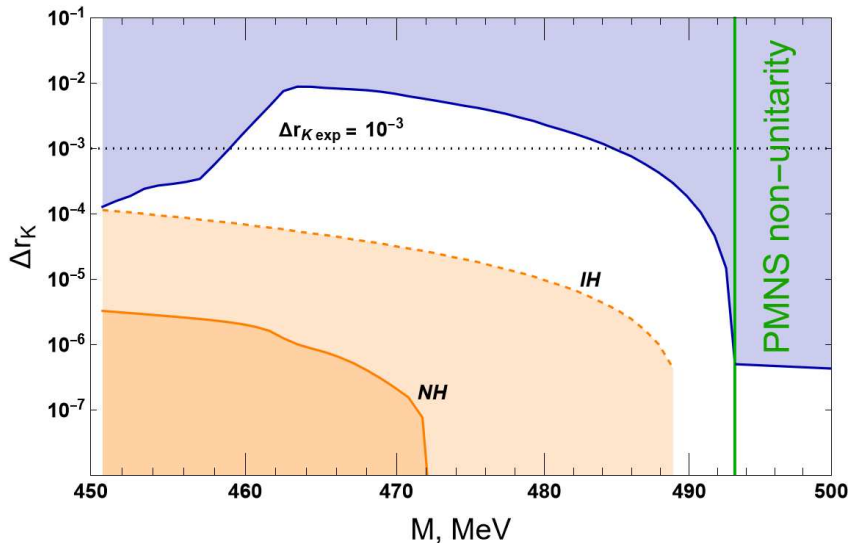
Условие унитарности  $6 \times 6$  матрицы  $\mathcal{U}$

$$\sum_{i=1}^3 |U_{\alpha i}|^2 + \sum_{l=1}^3 |\Theta_{\alpha l}|^2 = 1$$

$$\Delta r_M = \frac{1 + \sum_l |\Theta_{el}|^2 (G_{el}^M - 1)}{1 + \sum_l |\Theta_{\mu l}|^2 (G_{\mu l}^M - 1)} - 1$$

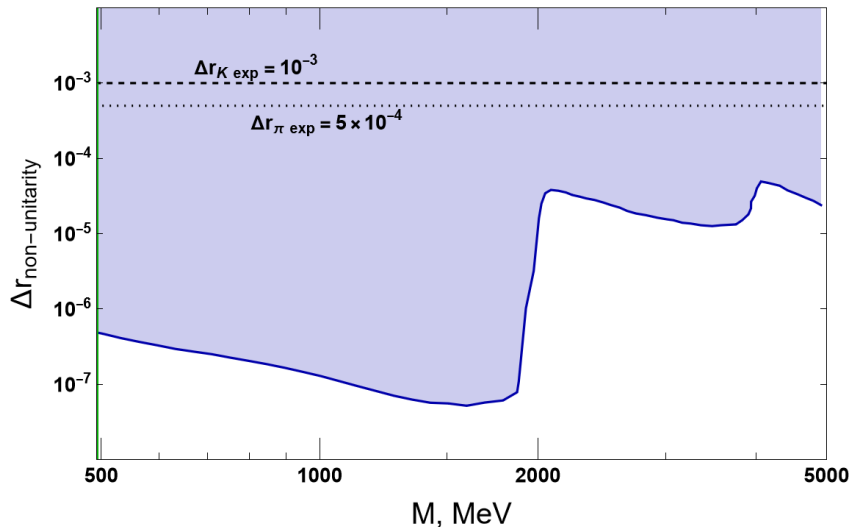
$$G_{\alpha l}^M = \begin{cases} \frac{\lambda^{1/2}(1, r_l, r_\alpha)[r_l + r_\alpha - (r_\alpha - r_l)^2]}{r_\alpha(1 - r_\alpha)^2}, & M_l < m_M - m_\alpha \\ 0, & M_l > m_M - m_\alpha \end{cases}$$

# Параметр нарушения лептонной универсальности в распадах каона





# Параметр нарушения универсальности в кинематически закрытой области



# Основные результаты (1)

- Ограничения на время жизни и плотность частиц легкого стерильного нейтрино ( $N_1$ ) темной материи показывают, что его масса 0.4 - 40 кэВ, смешивание имеет характер "минимального", а существенные различия проявляются в секторе  $N_2 - N_3$ , а именно, в сценарии "экспоненциального смешивания" сигналы HNL могут усиливаться за счет экспоненциального множителя  $e^{Im(\omega)}$ .
- Рассмотрение сектора  $N_2 - N_3$  для  $\nu MSM$  показало существенную зависимость от компоненты смешивания с легким стерильным нейтрино темной материи. Модель, учитывающая все три поколения, значительно поднимает нижнюю границу "seesaw" для параметров смешивания при массах  $M_{2,3} > 0.5$  ГэВ.
- В модели с тремя поколениями HNL с массой легкого активного нейтрино  $m_{1(3)} \sim 10^{-5}$  эВ и  $M_1 \simeq 5$  кэВ, BBN граница массы HNL  $M > 407$  МэВ (NH), вместо и  $M > 340$  МэВ для модели с двумя HNL. Таким образом, учет допустимых ненулевых значений массы легкого активного нейтрино ощутимо смещает модельные BBN ограничения.
- Для LUV в распадах каонов было обнаружено "окно", в котором превышает экспериментальное значение  $\Delta r_K = (4 \pm 4) \times 10^{-3}$ .



## Основные результаты (2)

- Вычисление времени жизни в совокупности с экспериментальными данными коллайдерных экспериментов дает следующие допустимые области параметров:

- 1  $134 \text{ МэВ} < M < 144 \text{ МэВ}$  для NH – малое "окно"  $U_e^2$ :  
 $1.5 \cdot 10^{-7} < U_e^2 < 2.7 \cdot 10^{-7}$  (Требует более точного анализа экспериментальных данных);
- 2  $155 \text{ МэВ} < M < 177 \text{ МэВ}$  для IH:  $1, 2 \cdot 10^{-6} < U_\mu^2 < 3, 5 \cdot 10^{-7}$ .
- 3 Для более тяжелых HNL, не попадающих под вышеупомянутые диапазоны, из BBN появляются следующие границы:






$$M > 407 \text{ MeV} \quad \text{для } U_e^2 \text{ с NH}, \quad M > 452 \text{ MeV} \quad \text{для } U_e^2 \text{ с IH};$$
$$M > 370 \text{ MeV} \quad \text{для } U_\mu^2 \text{ с NH}, \quad M > 340 \text{ MeV} \quad \text{для } U_\mu^2 \text{ с IH}.$$

- 4 Для «минимального смешивания» BBN-граница дает оценку минимальной массы HNL:  $M > 1.2 \text{ ГэВ}$  для IH и  $M > 2 \text{ ГэВ}$  для NH. Для этих масс LUV определяется только отклонением от унитарности и составляет ненаблюдаемую величину  $\mathcal{O}(10^{-11})$ .



*Спасибо за внимание!*



-  Alexey Boyarsky and Oleg Ruchayskiy.  
Bounds on Light Dark Matter.  
pages 31–34, 11 2008.
  
-  Alexey Boyarsky, A. Neronov, Oleg Ruchayskiy, and M. Shaposhnikov.  
Constraints on sterile neutrino as a dark matter candidate from the diffuse x-ray background.  
*Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 370:213–218, 2006.
  
-  Alexey Boyarsky, A. Neronov, O. Ruchayskiy, M. Shaposhnikov, and I. Tkachev.  
Where to find a dark matter sterile neutrino?  
*Phys. Rev. Lett.*, 97:261302, 2006.
  
-  Scott Dodelson and Lawrence M. Widrow.  
Sterile-neutrinos as dark matter.  
*Phys. Rev. Lett.*, 72:17–20, 1994.
  
-  Takehiko Asaka and Mikhail Shaposhnikov.  
The  $\nu$ MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe.  
*Phys. Lett. B*, 620:17–26, 2005.





Alexey Boyarsky, Maksym Ovchynnikov, Oleg Ruchayskiy, and Vsevolod Syvolap.

Improved big bang nucleosynthesis constraints on heavy neutral leptons.

*Phys. Rev. D*, 104(2):023517, 2021.



Mikhail Dubinin and Elena Fedotova.

Non-Minimal Approximation for the Type-I Seesaw Mechanism.

*Symmetry*, 15(3):679, 2023.

