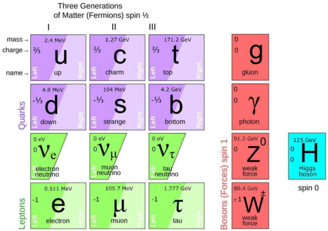
Механизм seesaw type II и темная материя в минимальной лево-право симметричной модели

М. Дубинин
соавторы Д. Казаркин, Е. Федотова

сессия ОФН РАН, 21 февраля 2025 г.

Введение



J. Phys. Conf. Ser. 408 (2013) 012015

Проблемы стандартной модели
– происхождение масс нейтрино
– нет частицы темной материи (ТМ)
– нет источников нарушения СР для объяснения барионной асимметрии
– ...

(1) Расширение калибровочной группы и набора фундаментальных фермионов, один из которых - частица ТМ, слабо смешивающаяся с фермионами СМ. Право-киральный сектор не наблюдаются из-за слабой связи и сильного нарушения симметрии в хиггсовском секторе.

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$$

(2) Скрытый сектор. Удвоение набора фундаментальных фермионов. Взаимодействие "зеркальных"фермионов со стандартными только гравитационное.

T.D. Lee, C.N. Yang, PRD 1956 "Mirror"sector with opposite chirality fermions
И.Я. Кобзарев, Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук, ЯФ 1966 Независимость P и T при нарушении CP инвариантности и тем самым сохранить лево-правую симметрию в природе можно обеспечить, если есть зеркальные фермионы.

Современное состояние: R. Mohapatra, Entropy, 2024

Требования к (Minimal) Left-Right Symmetric Model (MLRSM)

- *Теоретические требования:*
  1. Хиггсовский потенциал выпуклый вниз и ограничен;
  2. Стабильность вакуума: EW вакуум является глобальным минимумом;
  3. Древесная унитарность (желательно).
- *Экспериментальные требования:*
  1. Наблюдаемый бозон Хиггса ассоциирован с H_0^0, т.е. $m_{H_0^0} = 125.25 \pm 0.17$ ГэВ, $g_{H_1^0 uu} \simeq g_{H_1^0 dd} \simeq g_{H_1^0 VV} \simeq 1$, где u, d, V – верхние и нижние фермионы, калибровочные бозоны, $g = y_{\text{LRSM}}/y_{\text{SM}}$ (y – юкавские константы связи);
  2. The invisible decay width of the SM-like Higgs to the DM candidate (если применимо):
     $BR < 0.07^{+0.030}_{-0.022}$ (ATLAS); $BR < 0.15$ (CMS);
  3. Выполняются ограничения ATLAS/CMS для тяжелых скаляров и для силы сигнала 125 GeV Higgs boson;
  4. Параметрические сценарии MLRSM удовлетворяют EW precision data (Peskin, Takeuchi)
  5. Реликтовая плотность ТМ в соответствии с данными эксперимента PLANCK, $\Omega h^2 = 0.1191 \pm 0.0010$
  6. Ограничения прямых поисков, DM-nucleon spin independent cross sections (LUX-ZEPLIN) and indirect detection constraints from Fermi-LAT.

Мультиплеты MLRSM

- Leptons and quarks

$$L_{iL,R} = \begin{pmatrix} \nu_i' \\ l_i' \end{pmatrix}_{L,R}, \qquad Q_{iL,R} = \begin{pmatrix} u_i' \\ d_i' \end{pmatrix}_{L,R} \tag{1}$$

$$L_L : (1_C, 2_L, 1_R, -1_{B-L}) \qquad Q_L : (3_C, 2_L, 1_R, 1/3_{B-L}) \tag{2}$$

$$L_R : (1_C, 1_L, 2_R, -1_{B-L}) \qquad Q_R : (3_C, 1_L, 2_R, 1/3_{B-L}) \tag{3}$$

- Gauge bosons

$$W_{L,R} = \begin{pmatrix} W^1 \\ W^2 \\ W^3 \end{pmatrix}_{L,R}, \quad B, \quad G_a, \qquad \begin{array}{ll} W_L: & (1_C; 3_L; 1_R; 0_{B-L}), \\ W_R: & (1_C; 1_L; 3_R; 0_{B-L}), \\ B: & (1_C; 1_L; 1_R; 0_{B-L}) \end{array} \tag{4}$$

- Higgs multiplets

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1^0 & \phi_1^+ \\ \phi_2^- & \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad \Delta_{L,R} = \begin{pmatrix} \frac{\delta^+}{\sqrt{2}} & \delta^{++} \\ \delta^0 & -\frac{\delta^+}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}_{L,R}, \qquad \begin{array}{ll} \phi: & (1_C; 2_L; 2_R; 0_{B-L}), \\ \Delta_L: & (1_C; 3_L; 1_R; 2_{B-L}), \\ \Delta_R: & (1_C; 1_L; 3_R; 2_{B-L}). \end{array}$$

$\mathcal{P}$: $\quad SU(2)_L \leftrightarrow SU(2)_R$

$$l_L \leftrightarrow l_R, \qquad q_L \leftrightarrow q_R, \qquad \Delta_L \leftrightarrow \Delta_R, \qquad \phi \leftrightarrow \phi^\dagger$$

Higgs potential

$$
\begin{aligned}
V(\phi,\Delta_L,\Delta_R) \;=\;& -\mu_1^2\left(Tr[\phi^\dagger\phi]\right) - \mu_2^2\left(Tr[\tilde\phi\phi^\dagger] + \left(Tr[\tilde\phi^\dagger\phi]\right)\right) - \mu_3^2\left(Tr[\Delta_L\Delta_L^\dagger] + Tr[\Delta_R\Delta_R^\dagger]\right)\\
+\;& \lambda_1\left(\left(Tr[\phi\phi^\dagger]\right)^2\right) + \lambda_2\left(\left(Tr[\tilde\phi\phi^\dagger]\right)^2 + \left(Tr[\tilde\phi^\dagger\phi]\right)^2\right) + \lambda_3\left(Tr[\tilde\phi\phi^\dagger]Tr[\tilde\phi^\dagger\phi]\right)\\
+\;& \lambda_4\left(Tr[\phi\phi^\dagger]\left(Tr[\tilde\phi\phi^\dagger] + Tr[\tilde\phi^\dagger\phi]\right)\right)\\
+\;& \rho_1\left(\left(Tr[\Delta_L\Delta_L^\dagger]\right)^2 + \left(Tr[\Delta_R\Delta_R^\dagger]\right)^2\right)\\
+\;& \rho_2\left(Tr[\Delta_L\Delta_L]Tr[\Delta_L^\dagger\Delta_L^\dagger] + Tr[\Delta_R\Delta_R]Tr[\Delta_R^\dagger\Delta_R^\dagger]\right)\\
+\;& \rho_3\left(Tr[\Delta_L\Delta_L^\dagger]Tr[\Delta_R\Delta_R^\dagger]\right)\\
+\;& \rho_4\left(Tr[\Delta_L\Delta_L]Tr[\Delta_R^\dagger\Delta_R^\dagger] + Tr[\Delta_L^\dagger\Delta_L^\dagger]Tr[\Delta_R\Delta_R]\right)\\
+\;& \alpha_1\left(Tr[\phi\phi^\dagger]\left(Tr[\Delta_L\Delta_L^\dagger] + Tr[\Delta_R\Delta_R^\dagger]\right)\right)\\
+\;& \alpha_2\left(Tr[\phi\tilde\phi^\dagger]Tr[\Delta_R\Delta_R^\dagger] + Tr[\phi^\dagger\tilde\phi]Tr[\Delta_L\Delta_L^\dagger]\right)\\
+\;& \alpha_2^*\left(Tr[\phi^\dagger\tilde\phi]Tr[\Delta_R\Delta_R^\dagger] + Tr[\tilde\phi^\dagger\phi]Tr[\Delta_L\Delta_L^\dagger]\right)\\
+\;& \alpha_3\left(Tr[\phi\phi^\dagger\Delta_L\Delta_L^\dagger] + Tr[\phi^\dagger\phi\Delta_R\Delta_R^\dagger]\right)\\
+\;& \beta_1\left(Tr[\phi\Delta_R\phi^\dagger\Delta_L^\dagger] + Tr[\phi^\dagger\Delta_L\phi\Delta_R^\dagger]\right) + \beta_2\left(Tr[\tilde\phi\Delta_R\phi^\dagger\Delta_L^\dagger] + Tr[\tilde\phi^\dagger\Delta_L\phi\Delta_R^\dagger]\right)\\
+\;& \beta_3\left(Tr[\phi\Delta_R\tilde\phi^\dagger\Delta_L^\dagger] + Tr[\phi^\dagger\Delta_L\tilde\phi\Delta_R^\dagger]\right), \qquad (5)
\end{aligned}
$$

GUT and/or SUSY: $\beta_i = 0$ or $\beta_i \simeq 0$

Нарушение симметрии

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$$

1. Parity $\mathcal{P}$ breaks down at $M_{\mathcal{P}} \gg M_{\rm EW}$
2. The initial LR symmetry is spontaneously broken

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L} \xrightarrow{\langle \Delta_R \rangle} SU(2)_L \times U(1)_Y, \tag{6}$$

$$\langle \Delta_R \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_R & 0 \end{pmatrix}. \tag{7}$$

3. The bidoublet and the left handed triplet acquire VEVs as a result of spontaneous symmetry breaking

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{\langle \phi \rangle, \langle \Delta_L \rangle} U(1)_Q, \tag{8}$$

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} k_1 & 0 \\ 0 & k_2 \end{pmatrix}, \qquad \langle \Delta_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_L & 0 \end{pmatrix}, \tag{9}$$

where $\sqrt{k_1^2 + k_2^2} = 246$ GeV,

Условия минимизации потенциала Хиггса определяются шестью уравнениями

$$\frac{\partial V}{\partial v_R} = \frac{\partial V}{\partial k_1} = \frac{\partial V}{\partial \mathrm{Re} k_2} = \frac{\partial V}{\partial \mathrm{Re} v_L} = \frac{\partial V}{\partial \mathrm{Im} k_2} = \frac{\partial V}{\partial \mathrm{Im} v_L} = 0. \tag{10}$$

Первые три условия

$$\begin{aligned} \mu_1^2 &= v_R^2 \left(\frac{\alpha_1}{2} - \frac{\alpha_3 k_2^2}{2\,(k_1^2 - k_2^2)} \right) + (k_+^2 \lambda_1 + 2 k_1 k_2 \lambda_4), \\ \mu_2^2 &= v_R^2 \left(\frac{\alpha_2}{2} + \frac{\alpha_3 k_1 k_2}{4\,(k_-^2)} \right) + k_1\, k_2 (2\lambda_2 + \lambda_3) + \frac{\lambda_4 k_+^2}{2}, \\ \mu_3^2 &= \rho_1\, v_R^2 + \frac{\alpha_1\, k_+^2}{2} + 2\alpha_2\, k_1\, k_2 + \frac{\alpha_3\, k_2^2}{2}, \end{aligned} \tag{11}$$

$k_\pm^2 = k_1^2 \pm k_2^2$ ($k_+ = 246$ ГэВ).

'VEV seesaw relation'

$$\beta_2 k_1^2 + \beta_1 k_1 k_2 + \beta_3 k_2^2 = (2\rho_1 - \rho_3) v_L v_R, \tag{12}$$

или

$$v_L = \gamma \, \frac{k_1^2 + k_2^2}{v_R}, \quad \text{where} \quad \gamma \equiv \frac{\beta_2 k_1^2 + \beta_1 k_1 k_2 + \beta_3 k_2^2}{(2\rho_1 - \rho_3)(k_1^2 + k_2^2)} \,. \tag{13}$$

массы активных нейтрино пропорциональны v_L, т.е. $v_R \sim \mathcal{O}(10^{11})$ ГэВ; $\gamma \sim 1$, либо тонкая настройка γ. Если β-члены равны нулю, 'VEV seesaw' нет, $(2\rho_1 - \rho_3)\, v_R\, v_L = 0$, откуда $v_L = 0$.

Бозоны Хиггса

В хиггсовском секторе 20 степеней свободы, 6 из которых относятся к голстоуновским бозонам и 14 – к бозонам Хиггса. В рамках MLRM физические состояния следющие:

1. 4 нейтральных скаляра H_0^0 $(\equiv H)$, H_1^0, H_2^0, H_3^0,
2. 2 нейтральных псевдоскаляра A_1^0, A_2^0,
3. 4 заряженных бозона $H_1^{\pm}$, $H_2^{\pm}$,
4. 4 дважды заряженных бозона $H_L^{\pm\pm}$, $H_R^{\pm\pm}$.

Процедура диагонализации массовой матрицы $\frac{\partial^2}{\partial\phi_i\partial\phi_j}V\Big|_{\phi_i=\phi_j=0} = m_{ij}^2$ проводится в приближении $v_R \gg k_{1,2}$. Массы бозонов Хиггса

$$
\begin{gathered}
M^2_{H_0^0} \approx 2\,k_+^2\left(\lambda_1 + \frac{4k_1^2k_2^2}{k_+^4}(2\lambda_1+\lambda_3) + 2\lambda_4\frac{2k_1k_2}{k_+^2}\right), \\
M^2_{H_1^0} \approx \frac{1}{2}\,\alpha_3\,v_R^2\,\frac{k_+^2}{k_-^2}, \quad M^2_{H_2^0} \approx 2\,\rho_1\,v_R^2, \quad M^2_{H_3^0} = \frac{1}{2}v_R^2\,(\rho_3 - 2\rho_1), \\
M^2_{A_1^0} = \frac{\alpha_3\,v_R^2}{2}\,\frac{k_+^2}{k_-^2} - 2k_+^2(2\lambda_2 - \lambda_3), \quad M^2_{A_2^0} = \frac{1}{2}v_R^2(\rho_3 - 2\rho_1), \\
M^2_{H_1^{\pm}} = \frac{1}{4}(\alpha_3\,(k_-^2)) + \frac{1}{2}v_R^2(\rho_3 - 2\rho_1), \quad M^2_{H_2^{\pm}} = \frac{1}{4}\alpha_3\left(k_-^2 + 2\frac{k_+^2}{k_-^2}\,v_R^2\right), \\
M^2_{\delta_L^{\pm\pm}} = \frac{1}{2}\left(\alpha_3\,(k_-^2) + v_R^2(\rho_3 - 2\rho_1)\right), \quad M^2_{\delta_R^{\pm\pm}} = \frac{1}{2}\left(\alpha_3\,(k_-^2) + 4v_R^2\rho_2\right),
\end{gathered}
\tag{14}
$$

Переход от массовых к калибровочным состояниям определяется U_{ij}:
$(\phi_1^{0R}, \phi_2^{0R}, \delta_R^{0R}) = U(H_0^0, H_1^0, H_2^0)$

$$\phi_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(k_1 + U_{11}H + U_{12}H_1^0 + U_{13}H_2^0 + i\,\frac{k_2}{k_+}\,A_1^0\right),$$

$$\phi_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(k_2 + U_{21}H + U_{22}H_1^0 + U_{23}H_2^0 + i\,\frac{k_1}{k_+}\,A_1^0\right),$$

$$\delta_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(v_L + H_3^0 + i\,A_2^0\right),$$

$$\delta_R^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(v_R + U_{31}H + U_{32}H_1^0 + U_{33}H_2^0\right),$$

$$\phi_1^\pm = \frac{k_1}{k_+\sqrt{1 + (\frac{k_-^2}{\sqrt{2}k_+ v_R})}^2}\,H_2^\pm$$

$$\phi_1^\pm = \frac{k_2}{k_+\sqrt{1 + (\frac{k_-^2}{\sqrt{2}k_+ v_R})}^2}\,H_2^\pm$$

$$\delta_L^\pm = H_1^\pm,$$

$$\delta_R^\pm = \frac{1}{\sqrt{1 + (\frac{\sqrt{2}k_+ v_R}{k_-^2})}^2}\,H_2^\pm$$

Возможный параметрический сценарии MLRSM, для которого справедлива "настройка"на значение $m_H = 125$ ГэВ и удовлетворяются ограничения снизу на массы $H^{\pm}, H^{\pm\pm}, W_R$ и Z_R. Пример:

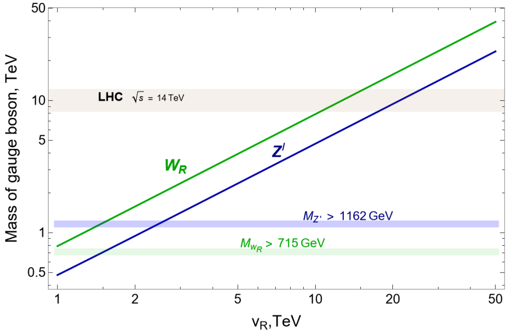
$$\alpha_3 = 0.01, \qquad \rho_1 = 0.1,\ \rho_2 = 0.3,\ \rho_3 = 0.9, \qquad \lambda_2 = 0.01,\ \lambda_3 = 0.1. \tag{16}$$

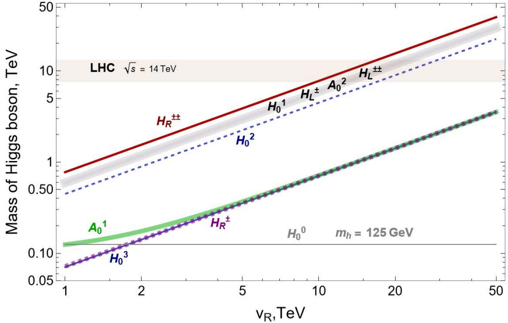
Таблица: Массы дополнительных бозонов MLRSM для параметрического набора (16) и k_2=0

v_R,	Массы, ГэВ										
ТэВ	W_R	Z_R	H_1^0	H_2^0	H_3^0	A_1^0	A_2^0	$H_1^{\pm}$	$H_2^{\pm}$	$H_1^{\pm\pm}$	$H_2^{\pm\pm}$
3	1412	2360	129	1342	1775	234	1775	1775	212	1775	2324
12	5638	9437	849	5367	7099	854	7099	7099	849	7099	9295

Ср. с

Bambhaniya G. et al. Left-right symmetry and the charged Higgs bosons at the LHC //JHEP.— 2014.— V. 33— arXiv:1311.4144 [hep-ph].


Mass of gauge boson, TeV
LHC $\sqrt{s}$ = 14 TeV
W_R
Z'
$M_{Z'}$ > 1162 GeV
M_{W_R} > 715 GeV
v_R,TeV


Mass of Higgs boson, TeV
LHC $\sqrt{s}$ = 14 TeV
$H_R^{\pm\pm}$
H_0^1
$H_L^{\pm}$
A_0^2
$H_L^{\pm\pm}$
H_0^2
A_0^1
$H_R^{\pm}$
H_0^0
m_h = 125 GeV
H_0^3
v_R,TeV

Сектор Юкавы для лептонов, массовые состояния

$$-\sum_{i,j}\{\bar{L}_{iL}[(h_L)_{ij}\phi+(\tilde{h_L})_{ij}\tilde{\phi}]L_{jR}-\overline{(L_{iR})^c}\,\Sigma_R(h_M)_{ij}L_{jR}-\overline{(L_{iL})^c}\,\Sigma_L(h_M)_{ij}L_{jL}\}+\text{h.c.}, \tag{17}$$

где $\tilde{\phi}\equiv\tau_2\phi^*\tau_2$, $\Sigma_{L,R}=i\tau_2\Delta_{L,R}$ и h_L, $\tilde{h_L}$, h_M – 3×3 матрицы Юкавы в калибровочном базисе. Массовая матрица в калибровочном базисе

$$\mathcal{L}\supset(\overline{\nu_L}\;\;\overline{\nu_R^c})M_\nu\begin{pmatrix}\nu_L^c\\ \nu_R\end{pmatrix}, \qquad \text{where} \qquad M_\nu=\begin{pmatrix}M_L & M_D\\ M_D^T & M_R\end{pmatrix}, \tag{18}$$

$$M_D=\frac{h_Lk_1+\tilde{h}_Lk_2}{\sqrt{2}}, \qquad M_L=\sqrt{2}h_Mv_L, \qquad M_R=\sqrt{2}h_Mv_R, \tag{19}$$

Состояния массового базиса

$$\mathcal{U}^\dagger M_\nu\mathcal{U}^*=\begin{pmatrix}\hat{m} & 0\\ 0 & \hat{M}\end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix}\nu_L\\ \nu_R^c\end{pmatrix}=P_L\mathcal{U}\begin{pmatrix}\nu\\ N\end{pmatrix} \tag{20}$$

Диагонализация Casas-Ibarra (Nucl.Phys.B 618 (2001) 171)

$\hat{m}=\text{diag}(m_1,m_2,m_3)$, $\hat{M}=\text{diag}(M_1,M_2,M_3)$,

$$\mathcal{U}=W\cdot\begin{pmatrix}U_\nu & 0\\ 0 & U_N^*\end{pmatrix}, \tag{21}$$

$$\text{where} \qquad W=\exp\begin{pmatrix}0 & \theta\\ -\theta^\dagger & 0\end{pmatrix}\simeq\begin{pmatrix}1-\frac{1}{2}\theta\theta^\dagger & \theta\\ -\theta^\dagger & 1-\frac{1}{2}\theta^\dagger\theta\end{pmatrix}, \qquad \theta\ll I \tag{22}$$

Формула seesaw II: Eq.(23)

$$\mathcal{W}^\dagger \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix} \mathcal{W}^* = \begin{pmatrix} U_\nu \hat{m} U_\nu^T & 0 \\ 0^T & U_N^* \hat{M} U_N^\dagger \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} (12): & \quad & \theta \simeq M_D M_R^{-1}, & \qquad (23) \\ (11): & \quad U_\nu \hat{m} U_\nu^T \equiv & m_\nu = M_L - \theta M_R \theta^T + \mathcal{O}(\theta^2 M_L) \simeq M_L - M_D M_R^{-1} M_D^T, & \qquad (24) \\ (22): & \quad U_N^* \hat{M} U_N^\dagger \equiv & M_N = M_R + \mathcal{O}(\theta^2) & \qquad (25) \end{aligned}$$

$$\nu_L \simeq \left(1 - \frac{1}{2}\theta\theta^\dagger\right) U_\nu \mathrm{v}_L + \theta U_N^* N_L, \qquad (26)$$

$$\nu_R^c \simeq -\theta^\dagger U_\nu \mathrm{v}_L + \left(1 - \frac{1}{2}\theta\theta^\dagger\right) U_N^* N_L. \qquad (27)$$

Mixing matrices

$$U_{\mathrm{PMNS}} \simeq (1+\eta) U_\nu, \qquad \Theta \simeq \theta U_N^* \qquad (28)$$

Заряженные и нейтральные токи в секторе нейтрино

Калибровочные состояния ν_i, $i=\overline{1,6}$, массовые состояния v_i, N_i, $i=1,2,3$. Y =-1.

$$\begin{aligned} L_{leptons} &= \bar{L}_L\gamma^\mu\left(i\partial_\mu + g_L\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{W}_{L\mu} + g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)L_L \\ &+ \bar{L}_R\gamma^\mu\left(i\partial_\mu + g_R\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{W}_{R\mu} + g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)L_R, \end{aligned} \tag{29}$$

для заряженных лептонов и нейтрино

$$l'_L = V_L^l l_L, \qquad l'_R = V_R^l l_R, \tag{30}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^c \end{pmatrix} \simeq P_L \begin{pmatrix} U_{\text{PMNS}} & \Theta \\ -\theta^\dagger U_\nu & U_N^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathsf{v} \\ N \end{pmatrix}, \tag{31}$$

$V^l_{L,R}$ – унитарные 3×3 матрицы заряженных лептонов, v, N – 3×1 массовые состояния легких и тяжелых нейтрино, U_ν – унитарная 3×3 матрица легких нейтрино. Связь состояний КС/МС Заметим, что

$$\nu_L = U_{\text{PMNS}}P_L\mathsf{v} + \Theta P_L N, \qquad \overline{\nu_L} = \overline{\mathsf{v}}P_R U^\dagger_{\text{PMNS}} + \overline{N}P_R\Theta^\dagger, \tag{32}$$

$$\nu_R = -\theta^T U_\nu^* P_R\mathsf{v} + U_N P_R N, \qquad \overline{\nu_R} = -\overline{\mathsf{v}}P_L U_\nu^T\theta^* + \overline{N}P_L U_N^\dagger, \tag{33}$$

$$\overline{l'_L} = \bar{l}P_R(V_L^l)^\dagger, \qquad \overline{l'_R} = \bar{l}P_L(V_R^l)^\dagger, \tag{34}$$

Массовые состояния калибровочных бозонов

Заряженные бозоны

$$\begin{pmatrix} W_L^{\pm} \\ W_R^{\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\xi & \sin\xi \\ -\sin\xi & \cos\xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^{\pm} \\ W_2^{\pm} \end{pmatrix}, \tag{35}$$

Нейтральные бозоны

$$\begin{pmatrix} W_L^3 \\ W_R^3 \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W c & c_W s & s_W \\ -s_W s_M c - c_M s & -s_W s_M s + c_M c & c_W s_M \\ -s_W c_M c + s_M s & -s_W c_M s - s_M c & c_W c_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ A \end{pmatrix} \equiv S \begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ A \end{pmatrix} \tag{36}$$

Параметризация матрицы смешивания Θ

Перепишем формулу seesaw type II

$$M_N = -M_D^T \left(U_\nu^* \hat{m}^{-1} U_\nu^\dagger - M_L^{-1} \right) M_D, \qquad M_N M_N^{-1} = I \tag{37}$$

выделим ортогональные матричные множители

$$I = \left[i\sqrt{A} U_\nu^\dagger M_D U_N \sqrt{\hat{M}^{-1}} \right]^T \left[i\sqrt{A} U_\nu^\dagger M_D U_N \sqrt{\hat{M}^{-1}} \right] = \Omega^T \Omega \tag{38}$$

$$M_D = i U_{\rm PMNS} \sqrt{\tilde{m}} \Omega \sqrt{\hat{M}} U_N^\dagger \tag{39}$$

где Ω произвольна. Диагонализация неоднозначна. Смешивание seesaw type II

$$\Theta \simeq \theta U_N^* \simeq i U_{\rm PMNS} \sqrt{\tilde{m}} \Omega \sqrt{\hat{M}^{-1}}. \tag{40}$$

где переопределенная массовая матрица стандартных нейтрино

$$\tilde{m} = \hat{m} - U_{\rm PMNS}^{-1} M_L (U_{\rm PMNS}^T)^{-1}, \quad A = \hat{m}^{-1} - U_\nu^T M_L^{-1} U_\nu \tag{41}$$

используем связь с матрицей Юкавы $M_L = \sqrt{2} h_M v_L$ и $\mathcal{O}(\theta^2) \ll 1$, $\hat{m} \ll \hat{M}$, $U_N = I$,

$$h_M \simeq \frac{1}{\sqrt{2} v_R} (\theta^\dagger U_\nu \hat{m} U_\nu^T \theta^* + U_N^* \hat{M} U_N^\dagger) \simeq \frac{\hat{M}}{\sqrt{2} v_R}$$

представление для массовой матрица для seesaw type II в наблюдаемых

$$\tilde{m} = \hat{m} - \frac{v_L}{v_R} U_{\rm PMNS}^{-1} \hat{M} (U_{\rm PMNS}^T)^{-1}$$

- If $M_I \ll v_R$ then $\tilde{m} = \hat{m}$

- If $M_1 \sim \mathcal{O}(\text{keV})$ and $M_{2,3} \sim v_R$ тогда

$$\tilde{m} = m_{\nu_i} - \mathcal{O}(0.1) v_L \tag{42}$$

элементы матрицы смешивания Θ

$$\begin{aligned}
\Theta_{e1} &= \frac{i}{\sqrt{M_1}}(U_{e1}\sqrt{\tilde{m}_{11}} + U_{e2}\sqrt{\tilde{m}_{21}} + U_{e3}\sqrt{\tilde{m}_{31}}),\\
\Theta_{\mu 1} &= \frac{i}{\sqrt{M_1}}(U_{\mu 1}\sqrt{\tilde{m}_{11}} + U_{\mu 2}\sqrt{\tilde{m}_{21}} + U_{\mu 3}\sqrt{\tilde{m}_{31}}),\\
\Theta_{\tau 1} &= \frac{i}{\sqrt{M_1}}(U_{\tau 1}\sqrt{\tilde{m}_{11}} + U_{\tau 2}\sqrt{\tilde{m}_{21}} + U_{\tau 3}\sqrt{\tilde{m}_{31}})
\end{aligned} \tag{43}$$

Факторы смешивания, измеряемые в экспериментах:

$$U^2_{\alpha I} = |\Theta_{\alpha I}|^2, \qquad U^2_i = \sum_\alpha U^2_{\alpha I}, \qquad U^2 = \sum_i U^2_i \tag{44}$$

$$M_1 \sum_\alpha |\Theta_{\alpha 1}|^2 \equiv m_D^{dm} = \sum_\alpha |U_{\alpha i}(\sqrt{\tilde{m}})_{ij}\Omega_{j1}|^2 = |\sqrt{\tilde{m}}|^2_{kn}\Omega_{n1}\Omega^*_{k1}. \tag{45}$$

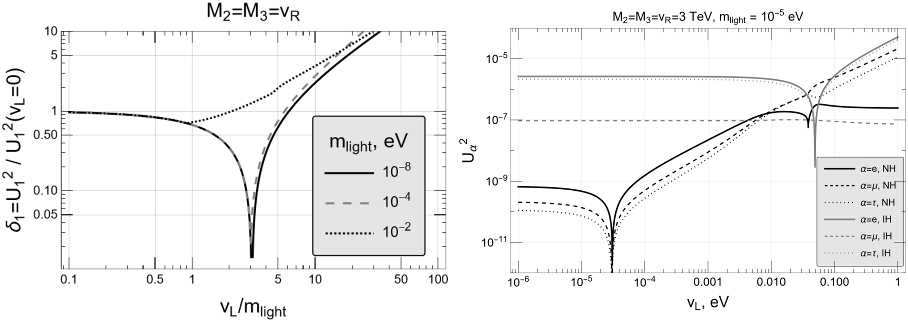


Рис.: **Left:** Illustration of U_1^2 dark matter mixing decreasing with fixed m_{light} scale due to the contribution of nonzero VEV of left Higgs triplet v_L. δ_1 is ratio of mixing parameter U_I^2 with nonzero v_L to the same parameter but with $v_L = 0$. Here, we consider normal hierarchy of neutrino masses and the set of parameters is selected as follows: $\Omega_{k1} = \delta_{k1}$ (νMSM-benchmark), $M_2 = M_3 = v_R$. **Right:** Dependence of the mixing components U_α^2 on the scale of left Higgs triplet VEV v_L for both hierarchies and fixed mass of lightest active neutrino $m_{light} = 10^{-5}$ eV.

Лагранжиан

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

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

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

Хиггсовский сектор стандартный. Заряженные и нейтральные токи

$$\mathcal{L}_{CC}^{\nu} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l} \gamma_\mu U_{\mathrm{PMNS}}\, \nu_{i_L} W^\mu + h.c. \tag{46a}$$

$$\mathcal{L}_{NC}^{\nu} = \frac{g}{2c_W} \bar{\nu}_{i_L} \gamma_\mu U_{\mathrm{PMNS}}^\dagger U_{\mathrm{PMNS}} \nu_{j_L} Z^\mu + h.c. \tag{46b}$$

$$\mathcal{L}_{CC}^{N} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l} \gamma_\mu \theta U_N^* N_{k_L} W^\mu + h.c. \tag{46c}$$

$$\mathcal{L}_{NC}^{N} = -\frac{g}{2c_W} \bar{N}_{i_L} \gamma_\mu U_N^T \theta^\dagger \theta U_N^* N_{j_L} Z^\mu + \tag{46d}$$

$$+ \left(-\frac{g}{2c_W} \bar{\nu}_{i_L} \gamma_\mu U_{\mathrm{PMNS}}^\dagger (I - \frac{1}{2}\theta^\dagger \theta) \theta U_N^* N_{j_L} Z^\mu + h.c. \right)$$

Сценарий «минимального смешивания»

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

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

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

Considering the lightest HNL as a DM candidate, the following astrophysical and cosmological constraints are imposed on it

$$\tau_{N_1} \sim 3\times 10^{22}\left(\frac{M_1}{1\ \text{keV}}\right)^{-4}\left(\frac{m_D^{dm}}{1\ \text{eV}}\right)^{-1}\text{sec} > H_0^{-1} \simeq 10^{17}\ \text{sec}, \tag{47}$$

$$\Omega_{N_1} h^2 \simeq \left(\frac{m_D^{dm}}{10^{-5}\ \text{eV}}\right)\left(\frac{M_1}{10\ \text{keV}}\right) \le \Omega_{DM} h^2 = 0.12, \tag{48}$$

where (47) describes lifetime limitation (dark matter HNL is quasi-stable due to small mixing with active neutrino), non-observation of radiative one-loop decay $N_1 \to \gamma, \nu$ with $E_\gamma = M_1/2$ leads to stronger lifetime limit $\tau_{N_1} > 10^{25}$ sec, The condition (48) describes the relic density of a heavy neutrino N_1 due to oscillations between $\nu - N_1$ states (non-resonant overproduction limit).
Summarizing all the constraints above, we get

$$m_D^{dm} < 10^{-5}\ \text{eV} \times \min\left\{(M_1[\text{keV}])^{-1}, 300 \times (M_1[\text{keV}])^{-4}\right\}. \tag{49}$$

Т.М. Алиев, М.И. Высоцкий, УФН 1981

A. Boyarsky, O. Rychayskiy, 0811.2385 [astro-ph]

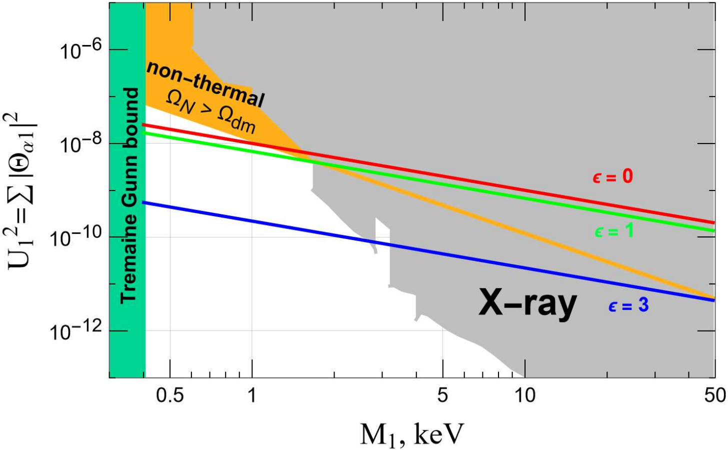


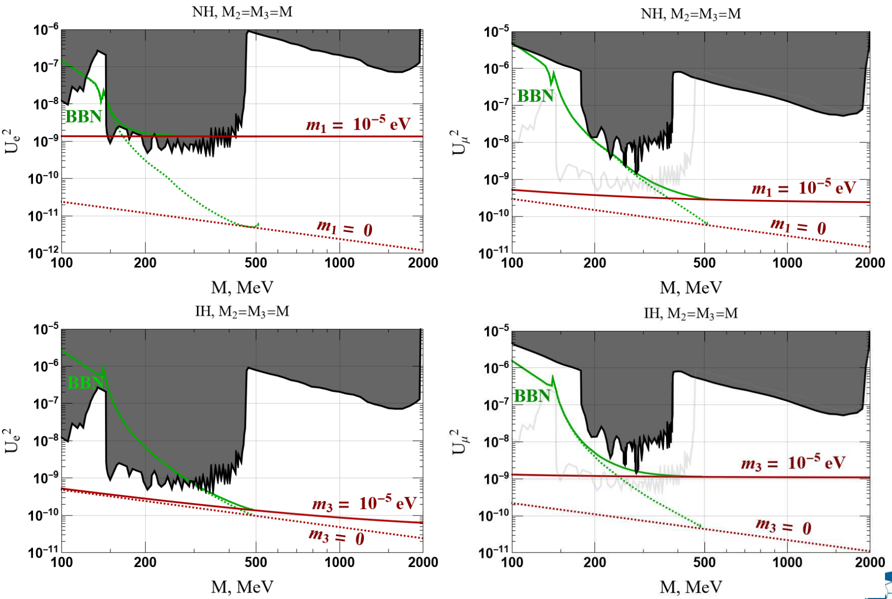
Рис.: Constraints on the mixing parameter vs mass of the dark matter HNL: (1) the universal limit from gamma-ray astronomical observations $\tau_N > 10^{25}$ seconds, (2) combined constraints from the data of HEAO-1, XMM, (3) the Tremaine-Gunn boundary, (4) a density of sterile neutrinos greater than the observed value for dark matter.
$\epsilon = v_L/m_{light}$, $m_{light} = 10^{-5}$ eV.

- Ограничения сверху 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 $({}^4He, {}^2H)$ в первичной плазме, (A. Boyarsky et al, PRD 2021) (т.н. первичный нуклеосинтез или Big Bang nucleosynthesis, **BBN**). Дает ограничение снизу на параметры U_α^2.

Графики ограничений для смешиваний U_e^2 и U_μ^2 в модели νMSM



Summary

- Получены точные и приближенные аналитические выражения для всех секторов MLRSM $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$

- Получена реализация MLRSM в рамках LanHEP/CompHEP/MicroMegas

- Для предельного случая νMSM получены контуры исключения в астрофизических экспериментах и экспериментах beam dump для параметров смешивания и масс HNL

- Получено модифицированное представление для смешивания seesaw type II

$$\Theta = iU_{\mathrm{PMNS}}\sqrt{\tilde{m}}\Omega\sqrt{\hat{M}^{-1}},$$

где

$$\tilde{m} = \hat{m} - \frac{v_L}{v_R}U^{-1}_{\mathrm{PMNS}}\hat{M}(U^T_{\mathrm{PMNS}})^{-1}$$

в приближении $\mathcal{O}(\theta^2) \ll 1$, $\hat{m} \ll \hat{M}$, $U_N = I$, приводящее к феноменологическим следствиям.

- Феноменологические следствия для смешиваний, связанных с вакуумными конденсатами, не подтверждают приближения в рамках "model-independent approach".