

МЕХАНИЗМ SEESAW И ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ В МОДЕЛИ С СИММЕТРИЕЙ $SU(2)_L \times SU(2)_R$

М. Н. Дубинин^{1, *}, Е. Ю. Федотова^{1, **},
Д. М. Казаркин^{1, 2, ***}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Рассматривается минимальная модель $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ с лево-правой симметрией на масштабе энергий порядка 10 ТэВ. Рассмотрена трехэтапная схема нарушения симметрии модели до стандартной калибровочной группы, выделены феноменологически удовлетворительные параметрические сценарии для спектра масс дополнительных калибровочных бозонов и бозонов Хиггса. Модель содержит стабильные нейтральные фермионы — кандидатов на роль темной материи. Получены параметрические сценарии для хиггсовского сектора модели, которые могут быть согласованы с основными феноменологическими ограничениями со стороны экспериментов на ускорителях-коллайдерах и основных космологических наблюдаемых.

The minimal model $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ with left-right symmetry at an energy scale of the order of 10 TeV is considered. A three-stage scheme of symmetry breaking of the model up to the standard gauge group is considered, phenomenologically satisfactory parametric scenarios for the mass spectrum of additional gauge bosons and Higgs bosons are identified. The model contains stable neutral fermions — candidates for the role of dark matter. Parametric scenarios of the Higgs sector of the model have been obtained, which can be consistent with the main phenomenological limitations of experiments on colliders and the main cosmological observables.

PACS: 12.10.–g; 95.35.+d

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдение осцилляций нейтрино выявило массы нейтрино, что является неоспоримым доказательством физики за пределами Стандартной модели (СМ). В СМ левокиральные и правокиральные фермионы находятся в дублетах и синглетах, что дает нарушение четности. Естественная лево-правая симметрия (LR-симметрия) может существо-

* E-mail: dubinin@theory.sinp.msu.ru

** E-mail: fedotova@theory.sinp.msu.ru

*** E-mail: kazarkin@theory.sinp.msu.ru

вать на масштабе высоких энергий порядка десятков ТэВ, где лево- и правокиральные фермионы равноправны и четность восстанавливается. Наблюдаемое нарушение четности при низких энергиях объясняется спонтанным нарушением лево-правой симметрии. Таким образом, модели с лево-правой симметрией (LRSM) мотивированы теоретически, поскольку: 1) содержат новые массивные частицы, при распадах которых в первичной высокотемпературной плазме не сохраняется $B-L$ (B — барионное число, L — лептонное число), что может объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной, 2) объясняют малость масс нейтрино и осцилляции посредством механизма seesaw [1, 2], что 3) приводит к новым фермионам — кандидатам на роль темной материи.

В СМ гиперзаряд Y является квантовым числом, модель имеет глобальную остаточную $B-L$ -симметрию. В моделях LRSM, включающих калибровочную группу $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$, симметрия $B-L$ локальная. Нарушение LR-симметрии позволяет ввести майорановские массовые члены и приводит к нарушению $B-L$. В настоящей работе не рассматриваются альтернативные варианты LRSM с глобальной $B-L$ -симметрией, где разрешены только дираковские массовые члены нейтрино.

Модели, содержащие группу $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$, активно исследовались с 1970-х гг. [4, 5]. В моделях такого типа возникновение частиц — кандидатов на роль темной материи [8–10] основано на дискретных симметриях, возникающих после спонтанного нарушения группы $U(1)_{B-L}$ [11, 12]. Наиболее популярной в настоящее время является минимальная лево-правая симметричная модель (Minimal Left-Right-Symmetric Model, далее — MLRSM) [4–7] с калибровочной группой $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$.

Дополнительно к частицам СМ модели LRSM предсказывают три калибровочных бозона — $W_R^\pm$, Z_R , три нейтральных тяжелых лептона и 14 хиггсовских бозонов. В рамках MLRSM физическими состояниями являются 4 нейтральных скаляра — H_0^0 (ассоциируемый с наблюдаемым бозоном Хиггса H), H_1^0 , H_2^0 , H_3^0 , 2 нейтральных псевдоскаляра — A_1^0 , A_2^0 , 4 заряженных бозона — $H_1^\pm$, $H_2^\pm$, 4 дважды заряженных бозона — $H_L^{\pm\pm}$, $H_R^{\pm\pm}$.

Поиски сигналов LRSM в настоящее время ведутся коллаборациями ATLAS и CMS на LHC [13, 14]. Согласно [15] ограничения на массы дополнительных калибровочных бозонов составляют $m_{W_R} > 715$ ГэВ (CL = 90 %) и $m_{Z_R} > 630$ ГэВ (CL = 95 %, прямые поиски в столкновениях протонов), $m_{Z_R} > 1162$ ГэВ (CL = 95 %, электрослабое фитирование). Наиболее сильное нижнее ограничение на массу $W_R^\pm$ составляет 5,4 ТэВ [13], на массу $m_{Z_R} - 2,2$ [14] и 4,42 ТэВ [16].

Существующие ограничения на массы дополнительных бозонов Хиггса [15, 17] модельно-зависимы, в силу чего анализ ограничений снизу на значения масс нейтральных бозонов Хиггса в рамках LRSM-модели

лей требует отдельного исследования для характерных параметрических режимов. Более определенными представляются ограничения на массы заряженных бозонов Хиггса. В предположении $m_{H^\pm} < m_{\text{top}}$ ограничение снизу [17] составляет 155 ГэВ на уровне достоверности 95 %. Для $m_{H^\pm} > m_{\text{top}}$ ограничения модельно-зависимы. Наиболее сильное ограничение снизу на массы $H^{\pm\pm}$ с изоспином $T_3 = \pm 1$ на уровне достоверности 95 % составляет 846 ГэВ [17].

Ограниченное количество параметров и ограниченная область их изменения повышают предсказательную силу модели MLRSM по сравнению с другими разновидностями LRSM, именуемыми «альтернативными» и «зеркальными» (см., например, [18, 19]).

1. ЛЕВО-ПРАВОСИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ MLRSM

Рассмотрим модель с группой калибровочной симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ и дискретной группой симметрии $\mathcal{P}^*$: $SU(2)_L \leftrightarrow SU(2)_R$. Тогда состояния кварков, лептонов и правокиральных нейтрино одного поколения могут быть определены как

$$L_{iL,R} = \begin{pmatrix} \nu'_i \\ l'_i \end{pmatrix}_{L,R}, \quad Q_{iL,R} = \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1)$$

с соответствующими квантовыми числами

$$\begin{aligned} l_L &\equiv (1_C, 2_L, 1_R, -1_{B-L}), & q_L &\equiv (3_C, 2_L, 1_R, 1/3_{B-L}), \\ l_R &\equiv (1_C, 1_L, 2_R, -1_{B-L}), & q_R &\equiv (3_C, 1_L, 2_R, 1/3_{B-L}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$Q_{\text{em}} = T_{3R} + T_{3L} + \frac{B-L}{2}, \quad (3)$$

где T_{3L} и T_{3R} — генераторы $SU(2)_L$ и $SU(2)_R$.

Скалярный сектор содержит четыре хиггсовских мультиплета (подробности см. в [20]): синглет η , бидублет ϕ и левый и правый триплеты $\Delta_{L,R}$, вакуумные ожидания и квантовые числа которых имеют вид

$$\langle \eta \rangle = v_\eta, \quad (1_C, 1_L, 1_R, 0_{B-L}), \quad (4)$$

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} k_1 & 0 \\ 0 & k_2 \end{pmatrix}, \quad (1_C; 2_L; 2_R; 0_{B-L}), \quad (5)$$

$$\langle \Delta_{L(R)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_{L(R)} & 0 \end{pmatrix}, \quad (1_C, 3(1)_L, 1(3)_R, 2_{B-L}), \quad (6)$$

* Симметрия $\mathcal{P}$ действует на поля следующим образом: $l_L \leftrightarrow l_R$, $q_L \leftrightarrow q_R$, $\Delta_L \leftrightarrow \Delta_R$, $\phi \leftrightarrow \phi^\dagger$, $\eta \leftrightarrow -\eta$.

где $\sqrt{k_1^2 + k_2^2} = 246$ ГэВ. Условие минимизации хиггсовского потенциала, явный вид которого можно найти, например, в [3], позволяет получить соотношение для вакуумных ожиданий полей Хиггса

$$v_L = \gamma \frac{k_1^2 + k_2^2}{v_R}, \quad \text{где } \gamma \equiv \frac{\beta_2 k_1^2 + \beta_1 k_1 k_2 + \beta_3 k_2^2}{(2\rho_1 - \rho_3)(k_1^2 + k_2^2)} \quad (7)$$

(β_i — константы взаимодействия бидублета и триплетов, ρ_j — константы взаимодействия триплетов), известное в литературе как механизм качелей для вакуумных ожиданий (VEV seesaw relation). Возможно избежать механизма качелей для вакуумных ожиданий, если наложить дополнительную симметрию (следующую, например, из суперсимметричных или GUT-моделей), приводящую к $\beta_i = 0$ [21] или $\beta_i \rightarrow 0$ [22], тогда с учетом экспериментальных данных [23] выражение (7) справедливо лишь при $v_L \simeq 0$ [3]. Обсуждаемый механизм качелей для вакуумных ожиданий хиггсовских полей генерирует механизм качелей для масс нейтрино. В простейшем случае одного поколения массы активных и стерильных нейтрино определяются в виде

$$m_\nu \simeq -M_D^2/M_R, \quad m_N \simeq M_R, \quad (8)$$

где $M_D = (h_L k_1 + \tilde{h}_L k_2)/\sqrt{2}$, $M_R = \sqrt{2} h_M v_R$, $h_L, \tilde{h}_L, h_M$ — юкавские константы связи.

Нарушение симметрии происходит в три этапа [20]: 1) спонтанное нарушение $\mathcal{P}$ на масштабе $M_{\mathcal{P}} \sim M_{\text{GUT}}$ посредством приобретения полем η вакуумного ожидания v_η ; 2) нарушение группы $SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ до $U(1)_Y$ СМ на масштабе $M_R \sim \mathcal{O}$ (ТэВ) [20] посредством приобретения полем Δ_R ненулевого значения вакуумного среднего v_R ; после нарушения симметрии $U(1)_{B-L}$ скаляром, для которого $B-L=2$, возникает остаточная $\mathbb{Z}_2$ -симметрия, $\mathcal{Z} \equiv (-1)^{3(B-L)}$ [12]; 3) электрослабое нарушение симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$ до группы $U(1)_Q$ посредством приобретения вакуумных ожиданий $\langle \phi \rangle, \langle \Delta_L \rangle$. После нарушения симметрии в приближении $v_R \gg k_1, k_2$ на древесном уровне калибровочные и хиггсовские бозоны приобретают массы [3]

$$\begin{aligned} M_{W_{L,R}}^2 &= \frac{g^2}{4} \left[k_+^2 + v_R^2 \mp \sqrt{v_R^4 + 4 k_1^2 k_2^2} \right], \\ M_{Z_{L,R}}^2 &= \frac{1}{4} \left[[g^2 k_+^2 + 2v_R^2(g^2 + g'^2)] \mp \right. \\ &\quad \left. \mp \sqrt{[g^2 k_+^2 + 2v_R^2(g^2 + g'^2)]^2 - 4g^2(g^2 + 2g'^2) k_+^2 v_R^2} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$M_{H_0}^2 \approx 2 k_+^2 \left(\lambda_1 + \frac{4k_1^2 k_2^2}{k_+^4} (2\lambda_1 + \lambda_3) + 2\lambda_4 \frac{2k_1 k_2}{k_+^2} \right),$$

$$M_{H_1}^2 \approx \frac{1}{2} \alpha_3 v_R^2 \frac{k_+^2}{k_-^2}, \quad M_{H_2}^2 \approx 2 \rho_1 v_R^2, \quad M_{H_3}^2 \approx \frac{1}{2} v_R^2 (\rho_3 - 2\rho_1),$$

$$\begin{aligned}
M_{A_1^0}^2 &= \frac{\alpha_3 v_R^2}{2} \frac{k_+^2}{k_-^2} - 2k_+^2(2\lambda_2 - \lambda_3), \quad M_{A_2^0}^2 = \frac{1}{2}v_R^2(\rho_3 - 2\rho_1), \\
M_{H_1^\pm}^2 &= \frac{1}{4}(\alpha_3 k_-^2) + \frac{1}{2}v_R^2(\rho_3 - 2\rho_1), \quad M_{H_2^\pm}^2 = \frac{1}{4}\alpha_3 \left(k_-^2 + 2\frac{k_+^2}{k_-^2}v_R^2 \right), \quad (10) \\
M_{H_1^{\pm\pm}}^2 &= \frac{1}{2}(\alpha_3 k_-^2 + v_R^2(\rho_3 - 2\rho_1)), \quad M_{H_2^{\pm\pm}}^2 = \frac{1}{2}(\alpha_3 k_-^2 + 4v_R^2\rho_2),
\end{aligned}$$

где $k_\pm^2 \equiv k_1^2 \pm k_2^2$, $\alpha_i, \rho_j, \lambda_k$ — константы самодействия хиггсовского потенциала. Видно, что массы бозонов W_L, Z_L в точности соответствуют массам калибровочных бозонов СМ, а бозон H_0^0 — бозону Хиггса СМ при $k_2 \approx 0$ и $\lambda_1 = \lambda_{\text{SM}} = 0,118$. Ненаблюдаемость смешивания между калибровочными бозонами СМ с дополнительными калибровочными бозонами MLRSM приводит к требованию $v_R \rightarrow \infty$ или $k_2 \rightarrow 0$ [3]. Поскольку нас интересует возможность проявления феноменологии MLRSM на современных и будущих ускорителях, то будем предполагать, что $v_R \sim \mathcal{O}(\text{ТэВ})$, следовательно, $k_2 = 0$.

Нетрудно заметить, что LR-симметричные фермионы (скаляры) имеют нечетные (четные) значения $3(B - L)$ и, следовательно, нечетны (четны) под действием группы $\mathcal{Z}$. В результате фермионы с четными значениями $3(B - L)$ в фермионы СМ и/или бозоны не распадаются, т. е. легчайшие из них стабильны. Если эти состояния нейтральны, то такие состояния могут быть кандидатами на роль темной материи (ТМ).

В работе [20] рассматривалась модель LRSM с двумя поколениями правых лептонов, каждое из которых содержит один майорановский фермион и пару дираковских фермионов $\chi_{1,2}^\pm$ и их античастиц с электрическим зарядом ± 1 . В таком расширении (см. также [24]) возможно объединить константы связи на масштабе M_{GUT} , получить время жизни протона, не противоречащее экспериментальным ограничениям, а также предложить кандидатов на роль ТМ, которыми будут $\chi_{1,2}^0$ с массами $M_{1,2}$. Ограничение на реликтовую плотность ТМ приводит к ограничению для масс $\chi_{1,2}^0$, которые должны быть вблизи $M_{W_R}/2$ и $M_{Z_R}/2$, что обусловлено резонансным характером зависимости сечения взаимодействия для частиц ТМ. Прямое детектирование ТМ в рассматриваемой модели маловероятно, однако можно получить предсказания для масс частиц ТМ, используя ограничения для масс дополнительных калибровочных и хиггсовских бозонов модели.

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ СЦЕНАРИИ

В настоящей работе рассматриваются параметрические сценарии MLRSM, для которых справедлива «настройка» на значение $m_H = 125$ ГэВ и ограничения на массы $H^\pm, H^{\pm\pm}, W_R$ и Z_R не противоречат приведенным выше значениям.

Из вида явных выражений для масс дополнительных калибровочных бозонов (9) можно заметить, что при выборе $k_2 = 0$ единственным свободным параметром является вакуумное ожидание правого хиггсовского триплет v_R . Зависимость масс W_R и Z_R от v_R представлена на рис. 1, а. Видно, что согласно [15] ограничение на v_R снизу составляет 1550 ГэВ, в то время как в соответствии с [13, 16] разрешенными являются значения v_R выше 11,5 ТэВ.

Разрешенные значения для v_R из ограничений снизу на массы бозонов Хиггса менее однозначны, поскольку существует свобода выбора значений констант самодействия хиггсовского потенциала. Например, численное исследование условия $m_{H^{\pm\pm}} > 846$ ГэВ [17] при значениях параметров хиггсовского потенциала $\alpha_3 = 0,01$, $\rho_1 = 0,01$, $\rho_2 = 0,02$, $\rho_3 = 0,09$ дает ограничение снизу $v_R > 4500$ ГэВ, а при $\alpha_3 = 0,01$, $\rho_1 = 0,001$, $\rho_2 = 0,3$, $\rho_3 = 0,009$ должно быть $v_R > 14$ ТэВ.

Будем в дальнейшем рассматривать параметрический набор

$$\alpha_3 = 0,01, \quad \rho_1 = 0,1, \quad \rho_2 = 0,3, \quad \rho_3 = 0,9, \quad \lambda_2 = 0,01, \quad \lambda_3 = 0,1. \quad (11)$$

Соответствующие зависимости масс бозонов Хиггса от v_R представлены на рис. 1, б, а численные значения масс дополнительных бозонов MLRSM при значениях $v_R = 3$ ТэВ и $v_R = 12$ ТэВ представлены в таблице.

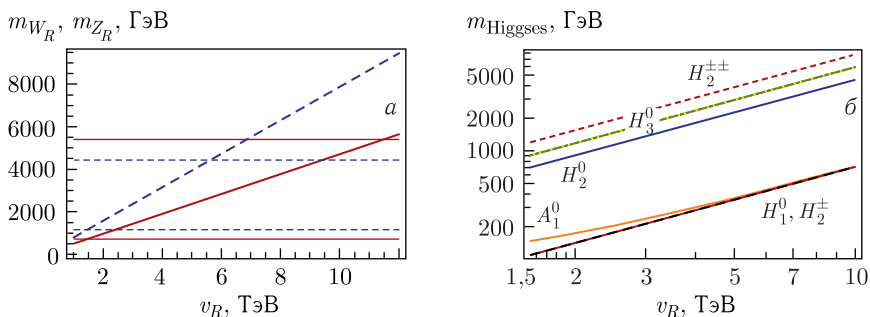


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Массы дополнительных бозонов MLRSM в приближении $v_R \gg k_1, k_2$, где $k_2 = 0$: а) массы калибровочных бозонов W_R (сплошная красная линия) и Z_R (штриховая синяя линия), соответствующие тонкие линии характеризуют ограничения [15] (внизу), [13, 16] (наверху); б) массы бозонов Хиггса для параметрического набора (11), где массы H_3^0 , A_2^0 , $H_1^{\pm}$, $H_1^{\pm\pm}$ совпадают

Массы дополнительных бозонов MLRSM для параметрического набора (11) и $k_2 = 0$

v_R , ТэВ	Macca, $\Gamma\mathfrak{B}$											
	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	212	1342	1775	234	1775	1775	212	1775	2324	
12	5638	9437	849	5367	7099	854	7099	7099	849	7099	9295	

Можно заметить, что существует два масштаба масс бозонов Хиггса — $\{H_1^0, A_1^0, H_2^\pm\}$ и $\{H_{2,3}^0, A_2^0, H_1^\pm, H_{1,2}^{\pm\pm}\}$, причем при $v_R \sim 2\text{--}3$ ТэВ массы бозонов $H_1^0, A_1^0, H_2^\pm$ порядка электрослабого масштаба. Таким образом, в рамках обсуждаемого параметрического сценария основной интерес представляют распады $H_1^0, A_1^0, H_2^\pm, W_R^\pm$. В рассматриваемом случае массы H_1^0, A_1^0 невелики, что соответствует сценариям [25] для регулирования вкладов нейтральных токов с изменением аромата. Альтернативные по сравнению с (11) сценарии рассматриваются в [26]. Сигналы H_1^0, A_1^0 , а также, возможно, $H_2^\pm$ находятся в пределах досягаемости LHC. Относительно небольшая масса W_R интересна в связи с сигналом $pp \rightarrow W_R \rightarrow Nl$ и последующим образованием состояния $lljj$ с лептонами одного знака и без несбалансированного импульса для майорановского нейтрино N [27].

3. РЕЛИКТОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

В рамках MLRSM нас будет интересовать случай тяжелой холодной темной материи с массой $\sim 1\text{--}10$ ТэВ. Ее стабильность обеспечивается нечетностью соответствующего поля относительно преобразования остаточной Z_2 -симметрии рассматриваемой модели. С этой точки зрения мы рассматриваем однокомпонентную фермионную темную материю, представленную самым легким из тяжелых нейтральных лептонов. Для определенности будем считать, что это N_4 .

Помимо аналитических выражений для наблюдаемых величин использовались численные методы, реализованные в существующих пакетах программ универсального характера. За основу численного исследования взята модель из работы [3]. Генерация правил соответствия в форматах CalcHEP [29] и CompHEP [30] проводилась с использованием лагранжиана MLRSM в формате FeynRules [28]. Для вычисления реликтовой плотности ТМ использовался пакет программ MicrOMEGAs 6.0 [31]. Параметры хиггсовского потенциала выбраны в соответствии с (11), а также зафиксированы значения $k_2 = 0$ и $\lambda_1 = \lambda_{SM} = 0,118$. Значения вакуумного ожидания правого триплета v_R варьировались от 3 до 12 ТэВ.

Точное вычисление всевозможных вкладов при помощи MicrOMEGAs 6.0 показывает, что в случае, когда масса ТМ достаточно велика ($M_{N_4} > 3$ ТэВ, рис. 2), процесс $N_4 N_4 \rightarrow Z_R H_2^0$ является доминирующим (60–90% относительного вклада) в формировании величины $(\Omega_{DM} h^2)^{-1} \sim \langle \sigma_{ann} v \rangle$, где σ_{ann} — сечение аннигиляции темной материи, $\langle \cdot \rangle$ — усреднение по тепловому распределению темной материи. В случае, когда темная материя имеет массу 1–3 ТэВ, доминирующими становятся другие процессы, такие как $N_4 N_4 \rightarrow W_R^+, W_R^-$, однако вклад того или иного процесса зависит от конкретных значений v_R и M_{N_4} . Эти области можно увидеть на рис. 2 в интервале значений

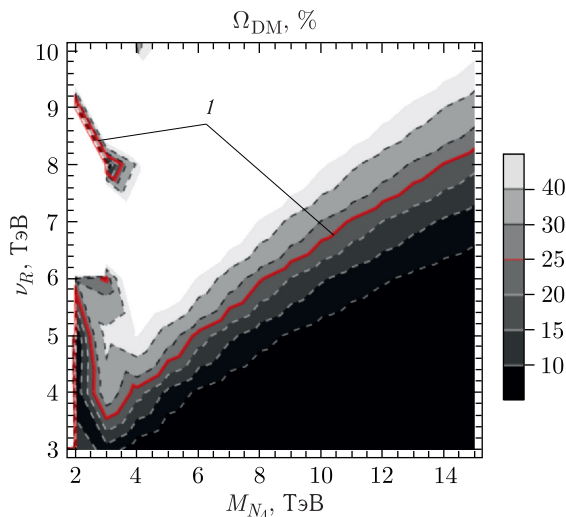


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Результаты численного анализа значений реликтовой плотности Ω_{DM} легчайшего тяжелого нейтрального лептона N_4 в зависимости от его массы и вакуумного среднего ν_R правого хиггсовского триплета. Красная линия (1) соответствует наблюдаемому значению $\Omega_{\text{DM}} \simeq 0,25$

$2 < M_{N_4} < 4$ ТэВ. Такие области требуют более детального сканирования пространства параметров, мы же сконцентрируемся на стабильном случае достаточно больших масс $M_{N_4} > 3$ ТэВ. Значения ν_R и M_{N_4} , при которых реализуется наблюдаемая плотность небарионной темной материи $\Omega_{\text{DM}} h^2 \simeq 0,12$, [15], отмечены красной линией (1) на плоскости параметров на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Присутствие спинора второго ранга (бидублета) в хиггсовском потенциале MLRSM может привести к нейтральным токам с изменением аромата древесного уровня (так называемая FCNH problem), возможные эффекты которых необходимо сильно ограничить, что достигается в рамках сценариев с массами дополнительных нейтральных бозонов Хиггса порядка ТэВ (см., например, [26]). Структура хиггсовского потенциала MLRSM такова, что сценарии такого типа приводят к одновременному возрастанию массы W_R до величин порядка 10 ТэВ, выходящих за пределы экспериментальной наблюдаемости при энергиях LHC, что не представляет феноменологического интереса в настоящее время. По этой причине предлагались также альтернативные сценарии [25], где ограничения FCNH выполняются при сравнительно небольших массах дополнительных нейтральных бозонов Хиггса одновременно с умеренным мас-

штабом нарушения лево-правой симметрии и, возможно, наблюдаемым на LHC бозоном W_R . В рамках альтернативных сценариев хиггсовский сектор и калибровочный сектор не связаны общей «новой физикой», а проблема FCNH возникает вследствие эффективного низкоэнергетического предела в хиггсовском секторе, который необходимо расширить вторым бидублетом [25], сохраняя обычную структуру смешиваний для лево- и правокиральных фермионов. В настоящей работе рассмотрена возможность использования альтернативных сценариев такого типа, содержащих феноменологически интересные «неотщепленные» (по сравнению со спектром масс работы [26]) дополнительные бозоны Хиггса сравнительно небольшой массы, сигналы которых могли бы наблюдаться. Второй бидублет не включается. Дополнительно рассмотрен вопрос о существовании кандидата на роль частицы темной материи в рамках альтернативных сценариев MLRSM, и показано, что в случае холодной темной материи с массой частицы порядка ТэВ подходящим кандидатом может быть тяжелый фермион расширенного лептонного сектора.

Отметим, что величины, используемые в параметрическом наборе (11), реализующем локальный минимум полного хиггсовского потенциала MLRSM (где в общем случае 17 инвариантных членов с факторами μ , λ , ρ , α и β), от нескольких раз до 1–2 порядков отличаются от параметрического набора, используемого в работе [26], иллюстрируя высокую чувствительность наблюдаемых следствий по отношению к масштабам нарушения симметрии.

Благодарности. Авторы благодарят А. Пухова за полезные комментарии и А. Roitgrund за предоставленную для тестирования версию модели MLRSM в формате FeynRules.

Финансирование. Работа выполнена по программе Национального центра физики и математики в рамках проекта «Физика частиц и космология».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Minkowski P.* $\mu \rightarrow e\gamma$ at a Rate of One out of 1-Billion Muon Decays? // *Phys. Lett.* B. 1977. V. 67. P. 421–428.
2. *Mohapatra R. N., Senjanovic G.* Neutrino Mass and Spontaneous Parity Non-conservation // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 912.
3. *Roitgrund A., Eilam G., Bar-Shalom S.* Implementation of the Left-Right Symmetric Model in FeynRules // *Comput. Phys. Commun.* 2016. V. 203. P. 18–44; arXiv:1401.3345 [hep-ph].
4. *Pati J. C., Salam A.* Lepton Number as the Fourth Color // *Phys. Rev. D.* 1974. V. 10. P. 275–289; Erratum // *Phys. Rev. D.* 1975. V. 11. P. 703.
5. *Senjanovic G., Mohapatra R. N.* Exact Left-Right Symmetry and Spontaneous Violation of Parity // *Ibid.* V. 12. P. 1502.
6. *Mohapatra R. N., Pati J. C.* Left-Right Gauge Symmetry and an Isoconjugate Model of CP Violation // *Ibid.* V. 11. P. 566–571.

7. Maiezza A., Nemevsek M., Nesti F., Senjanovic G. Left-Right Symmetry at LHC // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 055022; arXiv:1005.5160 [hep-ph].
8. Mambriani Y., Olive K. A., Quevillon J., Zaldivar B. Gauge Coupling Unification and Nonequilibrium Thermal Dark Matter // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, No. 24. P. 241306; arXiv:1302.4438 [hep-ph].
9. Heeck J., Patra S. Minimal Left-Right Symmetric Dark Matter // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115, No. 12. P. 121804; arXiv:1507.01584 [hep-ph].
10. Dev P. S. B., Mohapatra R. N., Zhang Y. Naturally Stable Right-Handed Neutrino Dark Matter // JHEP. 2016. V. 11. P. 077; arXiv:1608.06266 [hep-ph].
11. Krauss L. M., Wilczek F. Discrete Gauge Symmetry in Continuum Theories // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 1221.
12. Kadastik M., Kannike K., Raidal M. Dark Matter as the Signal of Grand Unification // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 085020; Erratum // Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 029903; arXiv:0907.1894 [hep-ph].
13. Tumasyan A. et al. (CMS Collab.). Search for a Right-Handed W Boson and a Heavy Neutrino in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // JHEP. 2022. V. 04. P. 047; arXiv:2112.03949 [hep-ex].
14. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Search for Heavy Majorana Neutrinos with the ATLAS Detector in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // JHEP. 2015. V. 07, No. 22. P. 162; arXiv:1506.06020 [hep-ex].
15. Navas S. et al. (Particle Data Group). Gauge and Higgs Bosons // Phys. Rev. D. 2024. V. 110. P. 030001.
16. Tumasyan A. et al. (CMS Collab.). Search for Z' Bosons Decaying to Pairs of Heavy Majorana Neutrinos in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // JHEP. 2023. V. 11. P. 181; arXiv:2307.06959 [hep-ex].
17. Navas S. et al. (Particle Data Group). Gauge and Higgs Bosons // Phys. Rev. D. 2024. V. 110. P. 030001.
18. de Almeida F. M. L. et al. Double Seesaw Mechanism in a Left-Right Symmetric Model with TeV Neutrinos // Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 053005; arXiv:1001.2162 [hep-ph].
19. Foot R., Volkas R. Natural Electroweak Symmetry Breaking in Generalised Mirror Matter Models // Phys. Lett. B. 2007. V. 645. P. 75; arXiv:0610013 [hep-ph].
20. Bandyopadhyay T., Raychaudhuri A. Left-Right Model with TeV Fermionic Dark Matter and Unification // Phys. Lett. B. 2017. V. 771. P. 206–212; arXiv:1703.08125 [hep-ph].
21. Deshpande N. G., Gunion J. F., Kayser B., Olness F. I. Left-Right Symmetric Electroweak Models with Triplet Higgs // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 837–858.
22. Kiers K., Assis M., Petrov A. A. Higgs Sector of the Left-Right Model with Explicit CP Violation // Phys. Rev. D. 2005. V. 71. P. 115015; arXiv: hep-ph/0503115.
23. Akrawy M. Z. et al. (OPAL Collab.). Limits on a Light Higgs Boson in e^+e^- Collisions at LEP // Phys. Lett. B. 1990. V. 251. P. 211–222.
24. Chang D., Mohapatra R. N., Parida M. K. A New Approach to Left-Right Symmetry Breaking in Unified Gauge Theories // Phys. Rev. D. 1984. V. 30. P. 1052.

25. *Guadagnoli D., Mohapatra R.N.* TeV Scale Left-Right Symmetry and Flavor Changing Neutral Higgs Effects // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 694. P. 386; arXiv: 1008.1074 [hep-ph].
26. *Bambhaniya G. et al.* Left-Right Symmetry and the Charged Higgs Bosons at the LHC // *JHEP.* 2014. V. 33; arXiv:1311.4144 [hep-ph].
27. *Keung W., Senjanovic G.* Majorana Neutrinos and the Production of the Right-Handed Charged Gauge Boson // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. P. 1427.
28. *Alloul A., Christensen N.D., Degrande C., Duhr C., Fuks B.* FeynRules 2.0 — A Complete Toolbox for Tree-Level Phenomenology // *Comput. Phys. Commun.* 2014. V. 185. P. 2250–2300; arXiv:1310.1921 [hep-ph].
29. *Belyaev A., Christensen N.D., Pukhov A.* CalcHEP 3.4 for Collider Physics within and beyond the Standard Model // *Comput. Phys. Commun.* 2013. V. 184. P. 1729–1769; arXiv:11207.6082 [hep-ph].
30. *Boos E. et al. (CompHEP Collab.).* CompHEP 4.4: Automatic Computations from Lagrangians to Events // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. V. 534. P. 250–259; arXiv: hep-ph/0403113.
31. *Alguero G., Belanger G., Boudjema F., Chakraborti S., Goudelis A., Kraml S., Mjallal A., Pukhov A.* MicrOMEGAs 6.0: N-Component Dark Matter // *Comput. Phys. Commun.* 2024. V. 299. P. 109133; arXiv:2312.14894 [hep-ph].