

# Лептогенез в моделях составного Хиггса

Роман Невзоров (ФИАН)

сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН  
посвященная 70-летию академика РАН В. А. Рубакова

18 февраля 2025

# Содержание

1. Введение
2. Модели составного Хиггса (МСХ)
3. Приближённая  $Z_2$  симметрия в ММСХ
4. Лептогенез в ММСХ
5. Заключение

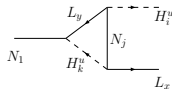
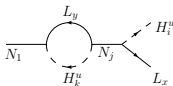
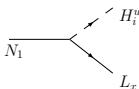
# Введение

- Взаимодействие тяжелых правосторонних нейтрино  $N_j$  с дублетами лептонов  $L_x$  и бозонов Хиггса  $H_i^u$  приводит к генерации малых масс левосторонних нейтрино.
- При этом лептонная асимметрия может генерироваться в результате распадов легчайших правосторонних нейтрино  $N_1$ .
- В СМ данный процесс контролируется CP асимметриями

$$\varepsilon_{1, l_x} = \frac{\Gamma_{N_1 l_x} - \Gamma_{N_1 \bar{l}_x}}{\sum_m (\Gamma_{N_1 l_m} + \Gamma_{N_1 \bar{l}_m})},$$

где  $\Gamma_{N_1 l_x}$  — парциальные ширины распадов  $N_1 \rightarrow L_x + H^u$  и  $N_1 \rightarrow \bar{L}_x + \bar{H}^u$ .

- В древесном приближении  $\varepsilon_{1, l_x} = 0$ .



- CP нарушение в лептонном секторе приводит к ненулевым вкладам в  $\varepsilon_{1, \ell x}$ , которые возникают в результате интерференции между древесными амплитудами распада и однопетлевыми поправками к ним.
- Лептонная асимметрия частично конвертируется в барионную асимметрию благодаря сфалеронным процессам [V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **155** (1985) 36.].
- В рамках SM и ее минимальном суперсимметричном расширении (МССМ), когда  $|M_{N_2}| - |M_{N_1}| \gtrsim |M_{N_1}|$ , наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной может генерироваться если  $|M_{N_1}| \gtrsim 10^9 \text{ ГэВ}$  [S. Davidson, A. Ibarra, Phys. Lett. B **535** (2002) 25; K. Hamaguchi, H. Murayama, T. Yanagida, Phys. Rev. D **65** (2002) 043512.].
- В расширениях SM и МССМ распады легчайших правосторонних нейтрино могут приводить к наблюдаемой барионной асимметрии даже при  $|M_{N_1}| \lesssim 10 \text{ ТэВ}$ .

# Модели составного Хиггса

- Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют судить о том является ли открытый в 2012 году бозон Хиггса элементарной или же составной частицей.
- В основу современных моделей составного Хиггса (МСХ) легли идеи, которые были предложены в 70-х и 80-х годах прошлого века [H. Terazawa, K. Akama, Y. Chikashige, Phys. Rev. D **15** (1977) 480; H. Terazawa, Phys. Rev. D **22** (1980) 184; S. Dimopoulos, J. Preskill, Nucl. Phys. B **199** (1982) 206; D. B. Kaplan, H. Georgi, Phys. Lett. B **136** (1984) 183; etc...].
- В этих моделях нарушение электрослабой симметрии происходит динамически в отдельном секторе, который специально для этих целей вводится в рассмотрение.
- На определённой шкале энергий  $f$  взаимодействия в данном секторе становятся достаточно сильными, что приводит к образованию связанных состояний формирующих, в частности,  $SU(2)_W$  дублет бозонов Хиггса.

- Открытие бозона Хиггса с массой  $M_H \simeq 125 \text{ ГэВ}$  позволяет оценить параметры в потенциале взаимодействия хиггсовских полей СМ

$$V(H) = -m_H^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2,$$

где  $m_H^2 \simeq -(90 \text{ ГэВ})^2$  и  $\lambda \simeq 0.13$ .

- В общем случае МСХ должны приводить к  $\lambda \sim 1$ .
- Относительно небольшие значения  $\lambda$  указывают на то, что в МСХ **дублет бозонов Хиггса** может появляться в качестве **набора псевдоголдстоуновских состояний**, который отвечает спонтанно нарушенной глобальной симметрии.
- МСХ включают в себя два сектора.
  - Сектор слабовзаимодействующих элементарных частиц включает фермионы и векторные бозоны СМ.
  - Второй сектор приводит к образованию связанных состояний, к которым, в частности, относится бозон Хиггса.
- Поля из первого сектора взаимодействуют с операторами, включающими поля второго.

- При низких энергиях фермионы (бозоны) СМ ( $\psi_a^i$ ) представляют собой суперпозицию элементарных фермионных (бозонных) состояний первого сектора ( $\tilde{\psi}_a^i$ ) и связанных фермионных (бозонных) состояний второго сектора ( $\tilde{\Psi}_a^i$ ), т.е.

$$|\psi_a^i\rangle = c_a^i |\tilde{\psi}_a^i\rangle + s_a^i |\tilde{\Psi}_a^i\rangle.$$

- Константы взаимодействия фермионов (бозонов) СМ с бозоном Хиггса определяются примесью составных фермионов (бозонов) в рассматриваемых состояниях СМ.
- Для юкавских констант лептонов  $y_{ij}^e$ , находим

$$y_{ij}^e = s_L^i Y_{ij}^E s_E^j, \quad i, j = 1, 2, 3.$$

- Наблюдаемая иерархия масс в кварковом и лептонном секторах СМ может быть воспроизведена в рамках МСХ, если примеси составных партнёров в состояниях СМ, отвечающих первому и второму поколениям фермионов, малы, т.е.  $s_a^1 \lesssim 0.01$  и  $s_a^2 \lesssim 0.1$ .
- Малое смешивание между полями двух разных секторов позволяет также подавить нейтральные токи с изменением аромата и модификации констант взаимодействия  $W$  и  $Z$  с лёгкими фермионами СМ.

- Однако правосторонний  $t$  кварк и левосторонний  $t$  кварк ( $t^c$  и  $t$ ) должны иметь достаточно заметную примесь составных партнёров данных состояний.
- В рамках минимальной модели составного Хиггса (ММСХ) предполагается, что сектор, приводящий к нарушению электрослабой симметрии, обладает  $SO(5) \times U(1)_X$  глобальной симметрией.
- $SU(2)_W \times U(1)_Y$  калибровочная симметрия является подгруппой  $SO(5) \times U(1)_X$ .
- $SO(5)$  глобальная симметрия на шкале  $f$  нарушается до  $SO(4) \cong SU(2)_W \times SU(2)_R$  так, что  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  симметрия остаётся ненарушенной.
- Возникающий набор псевдоголдстоуновских состояний образует дублет бозонов Хиггса  $H$ .
- $SU(2)_{cust}$  симметрия, которая является подгруппой  $SO(4)$ , позволяет подавить вклад поправок к параметру  $\hat{T}$ .



- В общем случае наблюдаемое подавление нейтральных токов с изменением аромата приводит к жёсткому ограничению

$$f \gtrsim 10 \text{ ТэВ}.$$

- Однако в МСХ с симметрией аромата

$$FS = U(2)^3 = U(2)_q \times U(2)_u \times U(2)_d$$

соответствующие процессы могут быть достаточно сильно подавлены даже при  $f \sim 1 \text{ ТэВ}$ .

- Когда  $f \ll 10 \text{ ТэВ}$ , взаимодействия во втором секторе могут приводить к процессам с нарушением барионного числа, которые могут быть подавлены  $U(1)_B$  симметрией.
- Таким образом ММСХ с  $f \ll 10 \text{ ТэВ}$  должны обладать приближённой глобальной симметрией

$$SU(3)_C \times SO(5) \times U(1)_X \times U(1)_B \times FS.$$

- Это стимулирует изучение МСХ с  $f \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ .

# Приближённая $Z_2$ симметрия в ММСХ

- Нарушение приближённой  $SO(5) \times U(1)_X$  симметрии до  $SO(4) \times U(1)_X$  в ММСХ приводит к 4 псевдоголдстоуновским состояниям, которые удобно представить в виде:

$$\Omega^T = \Omega_0^T \Sigma^T = \left( Ch_1, Ch_2, Ch_3, Ch_4, \cos \frac{\tilde{h}}{f} \right),$$

$$C = \frac{1}{\tilde{h}} \sin \frac{\tilde{h}}{f}, \quad \tilde{h} = \sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2 + h_4^2},$$

$$\Omega_0^T = (0, 0, 0, 0, 1), \quad \Sigma = e^{i\Pi/f}, \quad \Pi = \Pi^{\hat{a}} T^{\hat{a}}.$$

- Состояния  $h_i$  образуют дублет бозонов Хиггса  $H$ .
- Относительно  $SU(2)_W \times SU(2)_R$  представление 5 группы  $SO(5)$

$$5 = (2, 2) \oplus (1, 1).$$

- Составные партнёры лептонов могут быть компонентами представления  $5_X$  группы  $SO(5) \times U(1)_X$ .
- Составные партнёры  $E_i^c$  правосторонних лептонов  $e_i^c$

$$5_{+1}^i = \left( \mathbf{X}_1^i \left( 2, +\frac{3}{2} \right), \mathbf{X}_2^i \left( 2, +\frac{1}{2} \right) \right) \oplus \mathbf{E}_i^c(1, +1).$$

- Составные партнёры  $L_{1i}$  левосторонних лептонов  $\ell_i$

$$\mathbf{5}_{-1}^i = \left( \mathbf{L}_{1i} \left( 2, -\frac{1}{2} \right), \mathbf{X}_3^i \left( 2, -\frac{3}{2} \right) \right) \oplus \mathbf{X}_4^i(1, -1).$$

- Вектор  $\Omega$  отождествляется с  $\mathbf{5}_0$ .
- Массы заряженных лептонов генерируются посредством

$$Y_{ij} f (\Omega^T \mathbf{5}_{-1}^i) (\Omega^T \mathbf{5}_{+1}^j) \longrightarrow Y_{ij} (L_{1i} H) E_j^c.$$

- Для генерации масс нейтрино необходимо ввести  $L_{2i}$

$$\mathbf{5}_0^i = \left( \mathbf{X}_5^i \left( 2, +\frac{1}{2} \right), \mathbf{L}_{2i} \left( 2, -\frac{1}{2} \right) \right) \oplus \mathbf{N}_0^i(1, 0).$$

- Соответствующее взаимодействие имеет вид;

$$\varkappa_{ij} f (\Omega^T \mathbf{5}_0^i) (\Omega^T \mathbf{5}_0^j) \longrightarrow \frac{\varkappa_{ij}}{f} (L_{2i} H^c) (L_{2j} H^c).$$

- Состояния  $L_{1i}$  и  $L_{2i}$  являются суперпозицией

$$\begin{aligned} L_{1i} &= s_{1i} \ell_i + c_{11i} \tilde{L}_{1i} + c_{12i} \tilde{L}_{2i}, \\ L_{2i} &= s_{2i} \ell_i + c_{21i} \tilde{L}_{1i} + c_{22i} \tilde{L}_{2i}. \end{aligned}$$

- Малость масс нейтрино предполагает  $s_{2i} \ll s_{1i}$ .

- Малость масс электрона и левосторонних нейтрино может быть обусловлена приближённой  $Z_2$  симметрией, при преобразованиях которой преобразуются только

$$5_0^i \rightarrow -5_0^i, \quad 5_{-1}^1 \rightarrow -5_{-1}^1.$$

- Данная  $Z_2$  симметрия приводит к  $s_{2i}, s_{11} \ll s_{12}, s_{13}$  и  $Y_{1j} \ll 1$ .
- В этом случае  $s_{2i} \lesssim s_{11}$ , а массы компонент  $5_{-1}^1$  могут быть существенно меньше  $f$ .
- Феноменологически приемлемый сценарий такого типа реализуется, если  $f \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ .
- При этом ниже шкалы  $f$  симметрия  $SU(2)_W \times SU(2)_R \times U(1)_X$  может быть нарушена до  $SU(2)_W \times U(1)_Y$ , что приводит к трём псевдоголдстоуновским состояниям.
- При энергиях много меньших  $f$  эти псевдоголдстоуновские состояния образуют одну скалярную частицу с зарядом  $\pm 1$  и одну нейтральную частицу.
- Нарушение  $SU(2)_W \times SU(2)_R \times U(1)_X$  симметрии приводит к смешиванию  $L_{11}$  и  $L_{2i}$ .

# Лептогенез в ММСХ

- Пусть сектор элементарных полей МСХ содержит один майорановский фермион  $n_1$  с массой порядка  $10 \text{ ТэВ}$ , тогда как  $f \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ .
- Предполагая, что при преобразованиях  $Z_2$  симметрии составной партнёр  $N_1$  фермиона  $n_1$  преобразуется также как  $L_{11}$  и  $L_{2i}$ , взаимодействия, приводящие к распаду  $N_1$  и  $n_1$ , описываются лагранжианом

$$\mathcal{L}_N = \sum_{i=1}^3 \left( g_{i1} l_i H^c n_1 + g_{i2} l_i H^c N_1 + h.c. \right) + \left( h_{11} L_{11} H^c n_1 + h_{12} L_{11} H^c N_1 + h.c. \right).$$

- При этом  $g_{i1} \ll g_{i2} \lesssim h_{11} \ll h_{12}$  и  $|M_{L_{11}}| \ll |M_{n_1}| \lesssim |M_{N_1}|$ .
- В главном приближении  $g_{i1}$  можно пренебречь.
- Генерация лептонной асимметрии может происходить в результате распадов  $n_1$  на  $n_1 \rightarrow L_{11} + H^c$  и  $n_1 \rightarrow \bar{L}_{11} + H$ , т.е. состояния с  $L = \pm 1$ .

- Процесс генерации лептонной асимметрии определяется CP асимметрией

$$\varepsilon_{11} \simeq \frac{\Gamma_{n_1 L_{11}} - \Gamma_{n_1 \bar{L}_{11}}}{\left(\Gamma_{n_1 L_{11}} + \Gamma_{n_1 \bar{L}_{11}}\right)}.$$

- Образующаяся барионная асимметрия может быть оценена следующим образом

$$Y_{\Delta B} \sim 10^{-3} \left( \varepsilon_{11} \cdot \eta \right), \quad Y_{\Delta B} = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \Big|_0 = (8.75 \pm 0.23) \times 10^{-11},$$

где  $s$  — плотность энтропии.

- Параметр  $\eta$ , отвечающий эффективности генерации барионной асимметрии, можно определить используя соотношение

$$\eta \simeq H(T = M_1) / \Gamma_{11}, \quad \Gamma_{11} = \Gamma_{n_1 L_{11}} + \Gamma_{n_1 \bar{L}_{11}} = \frac{|h_{11}|^2}{8\pi} M_1,$$

$$H = 1.66 g_*^{1/2} T^2 / M_{Pl}, \quad g_* = n_b + \frac{7}{8} n_f \simeq 127.25.$$

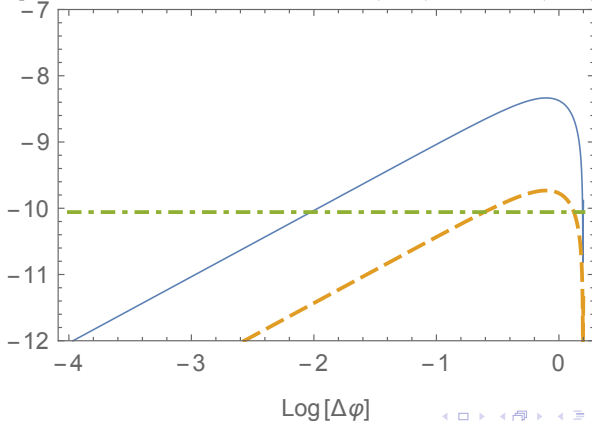
- Предполагая, что массы  $N_1$  и  $n_1$  равны  $M_{N_1} = 12 \text{ ТэВ}$  и  $M_{n_1} = 10 \text{ ТэВ}$ , а  $|h_{11}| \simeq 10^{-5}$ , находим  $\eta \simeq 0.0039$ .

- Когда  $h_{11} = |h_{11}|e^{i\varphi_{11}}$  и  $h_{12} = |h_{12}|e^{i\varphi_{12}}$ , получаем

$$\varepsilon_{11} \simeq \frac{1}{(8\pi)} |h_{12}|^2 g \left( \frac{M_{N_1}^2}{M_{n_1}^2} \right) \sin 2\Delta\varphi, \quad \Delta\varphi = \varphi_{12} - \varphi_{11},$$

$$g(z) = \sqrt{x} \left[ \frac{1}{1-x} + 1 - (1+x) \ln \frac{1+x}{x} \right].$$

$\log[Y_{\Delta B}]$  в зависимости от  $\Delta\varphi$  при  $|h_{12}| = 0.1$  и  $|h_{12}| = 0.02$



# Заключение

- В моделях составного Хиггса малость масс электрона и нейтрино может быть обусловлена приближённой  $Z_2$  симметрией.
- Данная  $Z_2$  симметрия может приводить к относительно лёгким  $SO(5)$  мультиплетам фермионов, которые содержат составные партнёры электрона.
- В частности, три дираковских фермиона с зарядами  $\pm 1$  и один дираковский фермион с зарядом  $\pm 2$  могут иметь массы  $1 - 2$  ТэВ.
- В этом случае генерация лептонной и барионной асимметрий возможна, если сектор элементарных полей включает хотя бы один майорановский фермион.