

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИРАКОВСКИХ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В МОДЕЛЯХ СОСТАВНОГО ХИГГСА

Мария Белякова

Физический институт имени П.Н. Лебедева

18 февраля

- Модели составного Хиггса (МСХ)
 - Общие характеристики
 - E_6 модель составного Хиггса
- Экзотические поля E_6 МСХ
- Легчайшая Дираковская Составная частица (ЛДСЧ)
- Константы взаимодействия ЛДСЧ
- Полное сечение взаимодействия ЛДСЧ с нуклонами
- Заключение

МОДЕЛИ СОСТАВНОГО ХИГГСА

SM не может объяснить малость массы фундаментального скаляра в сравнении с масштабом Великого Объединения.

SM не содержит кандидата на холодную темную материю.

Характеристики МСХ

- **Два сектора:** сектор элементарных полей и сектор сверхсильных взаимодействий. В секторе сверхсильных взаимодействий присутствуют связанные состояния с квантовыми числами SM.
- Бозон Хиггса возникает в секторе сверхсильных взаимодействий.
- Поля элементарного сектора приобретают массы в результате смешивания с полями составного сектора

$$\mathcal{L}_{mix}^u = \lambda_u QH^c \bar{U}_R + \mu_q \bar{Q}_2 q + m_Q \bar{Q}_2 Q + h.c., \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_Y = Y_{ij} (\bar{q}_{Li} H^c u_{Rj}), \quad Y_{ij} = \lambda_{ij} s_{qi} s_{uj}, \quad s_{qi} \simeq \frac{\mu_q}{m_Q}, \quad s_{ui} \simeq \frac{\mu_u}{m_Q} \quad (2)$$

E_6 МОДЕЛЬ СОСТАВНОГО ХИГГСА: симметрии

Калибровочная группа на масштабе объединения $E_6 \times G$

E_6 - калибровочная группа элементарного сектора: $E_6 \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$

G - дополнительная калибровочная группа сектора сверхсильных взаимодействий.

Поля сектора сверхсильных взаимодействий участвуют как в калибровочных взаимодействиях E_6 , так и в калибровочных взаимодействиях G . Поля элементарного сектора - только в E_6 .

Глобальная группа симметрий сектора сверхсильных взаимодействий

$$SU(6) \times U(1)_B \times U(1)_L \xrightarrow{f \sim 5 - 10 \text{ TeV}} SU(5) \times U(1)_B \times U(1)_L + 11 pNGB$$

$SU(6)$ - приближенная симметрия, которая нарушена калибровочными взаимодействиями СМ и смешиванием полей двух секторов.

E_6 МОДЕЛЬ СОСТАВНОГО ХИГГСА: нарушение $SU(6)$

- На масштабе f $SU(6)$ спонтанно нарушается до подгруппы $SU(5)$, которая содержит калибровочную группу СМ. Возникает 11 пНГб:
 - $SU(3)_C$ триплет T
 - $SU(2)_W$ дублет H
 - $SU(5)$ синглет ϕ_0
- Симметрия скалярного сектора СМ: $SO(4) \simeq SU(2)_W \times SU(2)_{cust}$. Отсутствует $SU(2)_{cust}$ в $SU(5) \rightarrow f > 5 \text{ TeV}$.
- На масштабе f возникает смешивание элементарных полей с их составными партнерами (резонансами из сектора сверхсильных взаимодействий).
- В E_6 МСХ правый t^c полностью составной. В МСХ с составным t^c при сверхвысоких энергиях $\sim 10^{16}$ ГэВ достигается приближённое объединение калибровочных констант взаимодействия.

ПОЛЯ E_6 МСХ: элементарный сектор

Поля элементарного сектора лежат в следующих

$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_B \times U(1)_L$ мультиплеттах:

$$q_i \in \left(3, 2, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}, 0 \right)_i \quad u_\alpha^c \in \left(3, 1, -\frac{4}{3}, -\frac{1}{3}, 0 \right)_i \quad d_i^c \in \left(\bar{3}, 1, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, 0 \right)_i \quad (3)$$

$$e_i^c \in (1, 1, 2, 0, -1)_i \quad l_i \in (1, 2, -1, 0, 1)_i, \quad (4)$$

где $i = 1, 2, 3$ и соответствует разным поколениям кварков и лептонов, а $\alpha = 1, 2$.

Для сокращения аномалий, возникающих из-за исключения t^c из сектора элементарных полей, вводятся экзотические элементарные поля:

$$\bar{q} = \left(\bar{3}, \bar{2}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}, 0 \right) \quad \bar{d}^c = \left(3, 1, -\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, 0 \right) \quad \bar{e}^c = \left(1, 1, -2, \frac{1}{3}, 0 \right) \quad \bar{l} = \left(1, \bar{2}, 1, \frac{1}{3}, 0 \right), \quad (5)$$

Для того чтобы все экзотические элементарные поля приобрели массу, необходимо чтобы сектор сверхсильных взаимодействий приводил к $10 + \bar{5}$ группы $SU(5)$.

ПОЛЯ E_6 МСХ: составные поля

Представления $10+\bar{5}$ группы $SU(5)$ могут появиться из $15+\bar{6}+\bar{6}$ группы $SU(6)$, которые образуют $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_B$ мультиплеты с $L=0$

$$\begin{aligned} 15 &\rightarrow Q = \left(3, 2, \frac{1}{3}, -\frac{1}{3} \right), \\ t^c &= \left(\bar{3}, 1, -\frac{4}{3}, -\frac{1}{3} \right), \\ E^c &= \left(1, 1, 2, -\frac{1}{3} \right), \\ D &= \left(3, 1, -\frac{2}{3}, -\frac{1}{3} \right), \\ \bar{L} &= \left(1, 2, 1, -\frac{1}{3} \right); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{6}_1 &\rightarrow D_1^c = \left(\bar{3}, 1, \frac{2}{3}, \frac{1}{3} \right), \\ L_1 &= \left(1, 2, -1, \frac{1}{3} \right), \\ N_1 &= \left(1, 1, 0, \frac{1}{3} \right); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{6}_2 &\rightarrow D_2^c = \left(\bar{3}, 1, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3} \right), \\ L_2 &= \left(1, 2, -1, -\frac{1}{3} \right), \\ \bar{N}_2 &= \left(1, 1, 0, -\frac{1}{3} \right). \end{aligned}$$

ПОЛЯ E_6 МСХ: массы экзотических полей

После спонтанного нарушения $SU(6)$ представления $5 \in 15$ и $\bar{5}_1 \in \bar{6}_1$ смешиваются и приобретают массы $\sim f$. Экзотические поля элементарного сектора приобретают массы смешиваясь с компонентами $10 \in 15$ и $\bar{5}_2 \in \bar{6}_2$

$$\mathcal{L}_{mass}^5 = h_N f 15^{ab} \bar{6}_{1a} \Omega_b^+ + \mu_q 15^{ab} \bar{15}(\bar{q})_{ab} + \mu_e 15^{ab} 15(\bar{e}^c)_{ab} + \mu_d \bar{6}_{2a} 6(\bar{d}^c)^a + \mu_l \bar{6}_{2a} 6(\bar{l})^a, \quad (6)$$

Синглетные компоненты $\bar{6}_1$ и $\bar{6}_2$ приобретают массы за счет следующего взаимодействия:

$$\mathcal{L}_{mass}^N = g_N f (\bar{6}_1 \Omega) (\bar{6}_2 \Omega) \quad (7)$$

Массовый лагранжиан экзотических полей имеет вид

$$\mathcal{L}_{mass} = \mu_q \bar{q} Q + \mu_e \bar{e}^c E^c + \mu_D D_1^c D + \mu_L \bar{L} L_1 + \mu_d \bar{d}^c D_2^c + \mu_l \bar{l} L_2 + \mu_N \bar{N}_2 N_1 + h.c., \quad (8)$$

ПРИБЛИЖЕННАЯ $U(1)$ СИММЕТРИЯ

В пределе когда $\mu_N \rightarrow 0$ \mathcal{L}_{mass} инвариантный относительно глобальной $U(1)_E$:

$$\bar{\mathbf{b}}_2 \longrightarrow e^{i\beta} \bar{\mathbf{b}}_2, \quad \bar{d}^c \longrightarrow e^{-i\beta} \bar{d}^c, \quad \bar{\ell} \longrightarrow e^{-i\beta} \bar{\ell}. \quad (9)$$

Приближенная $U(1)$ симметрия предполагает, что

- ЛДСЧ: $\chi \simeq N_1 + N_2$. Сохранение $U(1)_B$ предполагает, что ЛДСЧ стабильна

- Взаимодействие ЛДСЧ с Хиггсом подавлено:

$$\frac{\varepsilon_H}{f} H^\dagger H (\bar{N}_2 N_1) + h.c. \rightarrow \mathcal{L}_{\chi\chi h} = \varepsilon_H \frac{\eta}{f} \bar{\chi} \chi h, \quad \varepsilon_H \ll 1$$

- Магнитный момент χ подавлен:

$$\mathcal{L}_{DMM} = \frac{\mu_\chi}{2} \bar{\chi}_R \sigma^{\mu\nu} \chi_L F_{\mu\nu} + h.c. \quad \mu_\chi \ll \frac{e}{f}$$

Экспериментальные ограничения на магнитный момент частиц темной материи $\mu_{DM} < 10^{-8} \text{ ГэВ}^{-1}$

E_6 СММ: ЛЕГЧАЙШАЯ ЭКЗОТИЧЕСКАЯ ЧАСТИЦА

В результате нарушения EW симметрии нейтральные компоненты дублетов L_1 (ν_1) и L_2 (ν_2) смешиваются с синглетами N_1 и N_2

$$\mathcal{L}_{mix} = h_N(\bar{L}H^c)N_1 + \tilde{h}_N(\bar{\ell}H^c)\bar{N}_2 + h.c.. \quad (10)$$

$$\chi_L = N_1 \cos \theta_1 - \nu_1 \sin \theta_1, \quad \chi_R = N_2 \cos \theta_2 - \bar{\nu}_2 \sin \theta_2 \quad (11)$$

Угол смешивания:

$$\sin \theta_1 = \frac{h_N \frac{\eta}{\sqrt{2}}}{\sqrt{\mu_L^2 + \frac{h_N^2 \eta^2}{2}}}, \quad \sin \theta_2 = \frac{\tilde{h}_N \frac{\eta}{\sqrt{2}}}{\sqrt{\mu_1^2 + \frac{\tilde{h}_N^2 \eta^2}{2}}}.$$

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛДСЧ С Z БОЗОНОМ

ЛДСЧ обладает примесью нейтральной компоненты дублета $SU(2)_L$

$$\chi_L \simeq N_1 \cos \theta_1 - \nu_1 \sin \theta_1, \quad \chi_R \simeq N_2 \cos \theta_2 - \bar{\nu}_2 \sin \theta_2$$

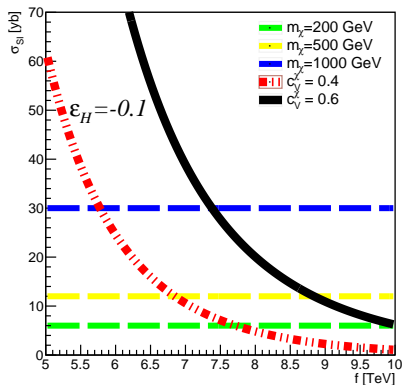
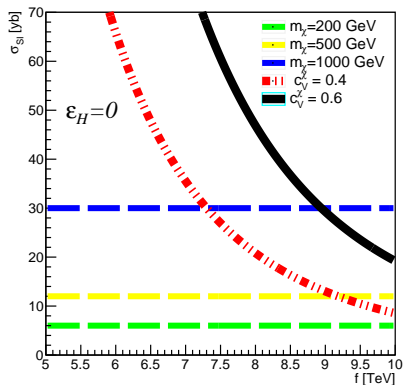
$$\mathcal{L}_{Z\chi} = \bar{\chi}(a_V^\chi \gamma^\mu + a_{PV}^\chi \gamma^\mu \gamma^5)\chi Z_\mu \quad (12)$$

$$a_V^\chi = \frac{\bar{g}}{4}(\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2), \quad a_{PV}^\chi = \frac{\bar{g}}{4}(\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2). \quad (13)$$

$$a_V^\chi = \frac{\bar{g}\eta^2}{8f^2}c_V, \quad c_V \simeq 1 - \left(\frac{\tilde{h}_N f}{\mu_\ell}\right)^2 \quad (14)$$

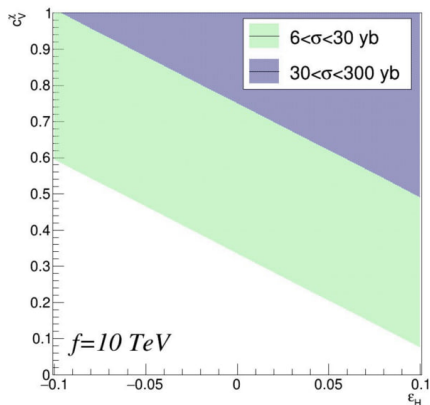
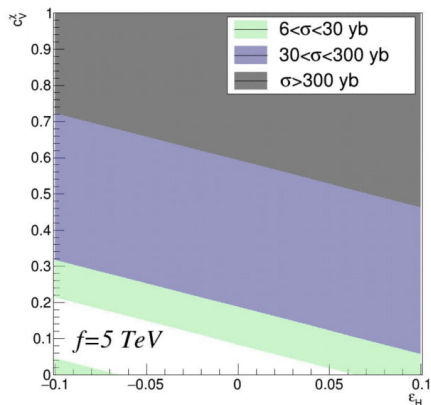
$$a_{PV}^\chi = \frac{\bar{g}\eta^2}{8f^2}c_{PV}, \quad c_{PV} \simeq 1 + \left(\frac{\tilde{h}_N f}{\mu_\ell}\right)^2 \quad (15)$$

СПИН-НЕЗАВИСИМОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТМ С НУКЛОНАМИ



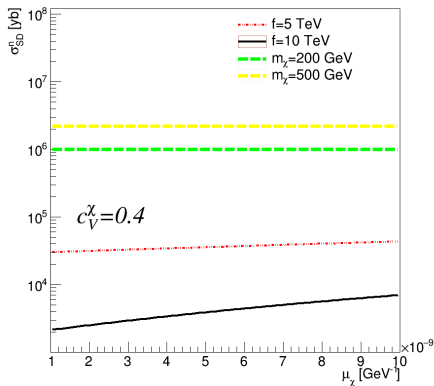
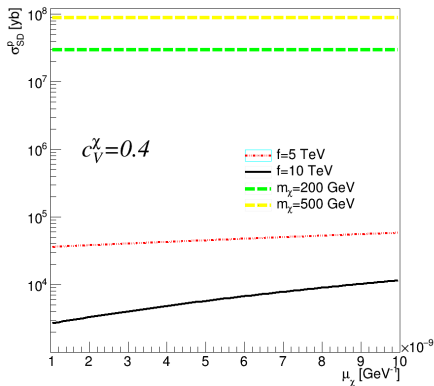
Горизонтальные линии соответствуют экспериментальным ограничениям для разных масс ТМ

СПИН-НЕЗАВИСИМОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТМ С НУКЛОНАМИ



Плоскость $c_V - \epsilon_H$ в параметрическом пространстве $E_6\text{MCX}$

СПИН-ЗАВИСИМОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТМ С НУКЛОНАМИ



Зависимость спин-зависимого сечения от магнитного момента ЛДСЧ при разных масштабах f

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В моделях составного Хиггса с приближенной $U(1)$ симметрией

- может возникать кандидат на темную материю -дираковский нейтральный фермион
- константы взаимодействия ЛДСЧ с фотоном и бозоном Хиггса подавлены в пределе приближенной $U(1)$ симметрии
- в E_6 МСХ есть область параметрического пространства модели, неисключенная экспериментальными ограничениями.
- В модели присутствует отличительная сигнатура

$$T \rightarrow b\bar{\chi} \rightarrow \text{увеличение сечения } pp \rightarrow b\bar{b} + E_T^{\text{miss}}.$$

$$\sigma_{SI} = \frac{\mu^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{a_S^N a_S^\chi}{M_H^2} - \frac{a_V^N a_V^\chi}{M_Z^2} \right\}^2 \quad (16)$$

$$\sigma_{SD} = \frac{\left[3 \left\{ \frac{2m_N m_\chi a_{PV}^N a_{PV}^\chi}{M_Z^2} \right\}^2 + \frac{8m_N m_\chi a_{PV}^N a_{PV}^\chi}{M_Z^2} (e\mu_\chi m_\chi F_m^N) + 2 (e\mu_\chi m_\chi F_m^N)^2 \right]}{4\pi (m_N + m_\chi)^2} \quad (17)$$