

ТЕОРИИ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ, РАСШИРЕНИЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ И БОЗОНЫ ХИГГСА

Роман Невзоров
(НИЦ КИ — ИТЭФ)

28 июня 2019 г.

1. Стандартная модель (СМ) и Теории Великого Объединения (ТВО)
2. Модели составного Хиггса
 - 2.1 Минимальная модель составного Хиггса (ММСХ)
 - 2.2 E_6 МСХ
3. Феноменологические аспекты суперсимметричных расширений СМ
 - 3.1 Бозоны Хиггса в МССМ и НМССМ
 - 3.2 Экзотические состояния и нестандартные распады легчайшего бозона Хиггса в E_6 ССМ
 - 3.3 Тёмная материя в простейших реализациях МССМ и E_6 ССМ
 - 3.4 Генерация барионной асимметрии в СУСИ расширениях СМ
4. Расширения СМ с вырожденными вакуумами
5. Заключение

Стандартная модель и ТВО

Three Generations of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name →	u up	c charm	t top	γ photon
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quarks	d down	s strange	b bottom	g gluon
	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z⁰ weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Leptons	e electron	μ muon	τ tau	W[±] weak force

+

H 125 GeV

+

New Physics - dark matter; - neutrino physics; - baryogenesis...
--

SU(5) и SO(10)

- Каждое поколение кварков и лептонов в СМ образует полные представления группы $SU(5)$: $10 \oplus \bar{5}$.

$$\bar{F}\{\bar{5}\} = \begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ e^- \\ \nu \end{pmatrix}, \quad T\{10\} = \begin{pmatrix} 0 & u_3^c & -u_2^c & u_1 & d_1 \\ -u_3^c & 0 & u_1^c & u_2 & d_2 \\ u_2^c & -u_1^c & 0 & u_3 & d_3 \\ -u_1 & -u_2 & -u_3 & 0 & e^c \\ -d_1 & -d_2 & -d_3 & -e^c & 0 \end{pmatrix},$$

где

$$u_i^c = (\bar{3}, 1, -\frac{2}{3}), \quad d_i^c = (\bar{3}, 1, \frac{1}{3}), \quad e^c = (1, 1, 1), \\ Q_i^\alpha = (u_i, d_i) = (3, 2, \frac{1}{6}), \quad L^\alpha = (\nu, e^-) = (1, 2, -\frac{1}{2}).$$

- Спинорное представление группы $SO(10)$ можно представить в виде разложения по представлениям группы $SU(5) \times U(1)_X$:

$$16 \rightarrow \left(10, -\frac{1}{\sqrt{40}}\right) \oplus \left(\bar{5}, \frac{3}{\sqrt{40}}\right) \oplus \left(1, -\frac{5}{\sqrt{40}}\right).$$

- Оно содержит поколение кварков и лептонов СМ, а также правостороннее нейтрино.

- В $N = 1$ суперсимметричной (СУСИ) ТВО с E_6 калибровочной симметрией 27-плет, который можно представить в виде разложения по представлениям группы $SO(10) \times U(1)_\psi$

$$27 \rightarrow \left(16, \frac{1}{\sqrt{24}}\right) \oplus \left(10, -\frac{2}{\sqrt{24}}\right) \oplus \left(1, \frac{4}{\sqrt{24}}\right),$$

содержит $SU(2)_W$ дублет хиггсовских полей H .

- Калибровочные бозоны СМ являются компонентами присоединённого представления группы E_6 , т.е. 78-плета.
- В $N = 2$ СУСИ ТВО с E_8 калибровочной симметрией все состояния СМ являются компонентами **248**, который можно представить в виде разложения по представлениям E_6

$$248 \rightarrow 78 \oplus 3 \times 27 \oplus 3 \times \overline{27} \oplus 8 \times 1.$$

- "Theory of Everything" \equiv теория суперструн с $E_8 \times E'_8$ калибровочной симметрией.

- 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 λ указывают на то, что в МСХ дублет бозонов Хиггса может появляться в качестве набора псевдоголдстоуновских состояний, который отвечает спонтанно нарушенной глобальной симметрии.
- В качестве псевдоголдстоуновского состояния бозон Хиггса может появляться в моделях с дополнительными измерениями [R. Contino, Y. Nomura, A. Pomarol, Nucl. Phys. B **671** (2003) 148; K. Agashe, R. Contino and A. Pomarol, Nucl. Phys. B **719** (2005) 165.].
- Используя **AdS/CFT-соответствие**, была установлена дуальность между данными моделями с дополнительными измерениями и четырёхмерными МСХ.

- При этом первые (ненулевые) моды в разложении Калуцы–Клейна ассоциируются с связанными состояниями, которые образуются на шкале f [R. Contino, T. Kramer, M. Son, R. Sundrum, JHEP **0705** (2007) 074.].
- Четырёхмерные МСХ, возникающие при таком рассмотрении, включают в себя два сектора.
 - Сектор слабо взаимодействующих 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 (ψ_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 верхних и нижних кварков СМ (y_{ij}^u и y_{ij}^d), находим

$$y_{ij}^u = s_q^i Y_{ij}^u s_u^j, \quad y_{ij}^d = s_q^i Y_{ij}^d s_d^j, \quad i, j = 1, 2, 3.$$

- 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, достаточно малы.
- 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} .
- Экспериментальные ограничения на значение параметра $|\hat{S}| \lesssim 0.002$ приводят к нижнему ограничению на

$$m_\rho = g_\rho f \gtrsim 2.5 \text{ ТэВ},$$

где m_ρ отвечает шкале масс составных партнёров калибровочных бозонов СМ.

- Наблюдаемое подавление нейтральных токов с изменением аромата в наиболее общем случае приводит к ещё более 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 $m_p \sim 3 \text{ ТэВ}$, что отвечает $f \ll 10 \text{ ТэВ}$.

- В самом общем случае взаимодействия во втором секторе могут приводить к процессам с нарушением барионного и лептонного квантовых чисел.
- В частности, могут появляться четырехфермионные операторы, приводящие к распаду протона.
- Кроме того наличие операторов размерности пять $L_i L_j H H / f$ генерирует майорановские массы левосторонних нейтрино, которые много больше 0.1 эВ .

- Данные операторы могут быть подавлены, если лагранжиан МСХ инвариантен по отношению к преобразованиям $U(1)_B$ и $U(1)_L$ глобальных симметрий, отвечающих сохранению барионного и лептонного зарядов.
- Таким образом простейшие МСХ обладают приближённой глобальной симметрией

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

- Взаимодействие между полями первого и второго секторов явным образом нарушает данную глобальную симметрию.
- По этой причине учёт петлевых поправок должен с неизбежностью приводить к генерации эффективного потенциала взаимодействия хиггсовских полей.
- Так как вклад петлевых поправок подавлен фактором $1/(4\pi)^2$, можно ожидать, что в эффективном хиггсовском потенциале $\lambda \ll 1$.

- В контексте изучения MCX большой интерес представляет исследование моделей, которые могут появляться в качестве низкоэнергетического предела E_6 теорий Великого Объединения (E_6 MCX) [R. Nevzorov, A. W. Thomas, Phys. Rev. D. 92 (2015) 075007.].
- В E_6 MCX лагранжиан сектора, в котором генерируется нарушение электрослабой симметрии, инвариантен по отношению к преобразованиям группы $SU(6) \times U(1)_B \times U(1)_L$.
- Подразумевается, что динамика взаимодействий во втором секторе должна приводить к нарушению $SU(6)$ симметрии вблизи шкалы f до $SU(5)$ подгруппы.
- Калибровочная группа CM $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ является подгруппой $SU(6)$ и $SU(5)$.
- E_6 MCX может приводить к приближенному объединению калибровочных констант CM при сверхвысоких энергиях, если t^c является составным состоянием.

- В этом случае сектор слабо взаимодействующих элементарных частиц E_6 МСХ включает в себя следующий набор состояний

$$(q_i, d_i^c, l_i, e_i^c) + u_\alpha^c + \bar{q} + \bar{d}^c + \bar{l} + \bar{e}^c + \eta,$$

где $i = 1, 2, 3$ и $\alpha = 1, 2$.

- Состояния \bar{q} , \bar{d}^c , \bar{l} и \bar{e}^c обеспечивают сокращение всех аномалий в этом секторе.
- Фермионное синглетное состояние η необходимо для получения приемлемого с феноменологической точки зрения спектра частиц.
- E_6 МСХ предполагает, что во втором секторе формируются составные фермионные состояния образующие $\mathbf{10} + \bar{\mathbf{5}} + \mathbf{1}$ мультиплеты $SU(5)$ с $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_B$ квантовыми числами

$$\begin{aligned} \mathbf{10} &\rightarrow Q = (U, D) = \left(3, 2, \frac{1}{6}, -\frac{1}{3}\right) & \bar{\mathbf{5}} &\rightarrow D^c = \left(\bar{3}, 1, \frac{1}{3}, \pm\frac{1}{3}\right) \\ & t^c = \left(3^*, 1, -\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\right) & L = (N, E) &= \left(1, 2, -\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{3}\right) \\ & E^c = \left(1, 1, 1, -\frac{1}{3}\right) & \mathbf{1} &\rightarrow \bar{\eta} = \left(1, 1, 0, \mp\frac{1}{3}\right). \end{aligned}$$

- Ожидается, что взаимодействие этих составных фермионов с \bar{q} , \bar{d}^c , \bar{l} , \bar{e}^c и η приводит к образованию массивных экзотических фермионных состояний.

- Исключением являются компоненты **10**-плета, отвечающие составному t^c , которые становятся массивными только после нарушения $SU(2)_W \times U(1)_Y$ симметрии.
- В однопетлевом приближении значение $\alpha_3(M_Z)$, при котором происходит объединение калибровочных констант СМ, можно оценить:

$$\frac{1}{\alpha_3(M_Z)} \simeq \frac{1}{b_1 - b_2} \left[\frac{b_1 - b_3}{\alpha_2(M_Z)} - \frac{b_2 - b_3}{\alpha_1(M_Z)} \right],$$

где b_i — однопетлевые β -функции, а индексы $i = 1, 2, 3$ соответствуют $U(1)_Y$, $SU(2)_W$ и $SU(3)_C$ взаимодействиям.

- Так как все составные состояния образуют полные $SU(5)$ мультиплеты, они дают одинаковый вклад в b_i , оставляя неизменным $(b_i - b_j)$.
- В данном случае точного совпадения калибровочных констант СМ при сверхвысоких энергиях можно добиться при $\alpha_3(M_Z) \simeq 0.109$.
- Это указывает на то, что E_6 МСХ может приводить к приближённому объединению калибровочных констант СМ.

- Калибровочные константы СМ оказываются приблизительно одинаковыми на шкале $M_X \simeq 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ.
- Легчайшее экзотическое состояние в E_6 МСХ должно быть стабильным.
- Поскольку барионное число сохраняется, лагранжиан E_6 МСХ должен быть инвариантен по отношению к преобразованиям дискретной Z_3 симметрии [M. Frigerio, J. Serra, A. Varagnolo, JHEP 1106 (2011) 029.]

$$\Psi \longrightarrow e^{2\pi i B_3/3} \Psi, \quad B_3 = (3B - n_C)_{\text{mod } 3},$$

где B — барионное число мультиплета Ψ , а n_C — число $SU(3)_C$ индексов ($n_C = 1$ для $SU(3)_C$ триплета и $n_C = -1$ для $\bar{3}$).

- Всем бозонам и фермионам СМ отвечает $B_3 = 0$.
- В случае экзотических состояний $B_3 = 1$ или $B_3 = 2$.
- Легчайшее экзотическое состояние с ненулевым значением B_3 не может распадаться на частицы СМ и поэтому должно быть стабильным.

- Если бы такое состояние имело бы $SU(3)_C$ цветовой или электрический заряд, то оно должно было бы эффективно рождаться на ранних стадиях эволюции Вселенной.
- Согласно теоретическим оценкам определенное количество этих состояний должно было бы сохраниться к настоящему моменту времени и их относительная концентрация должна была бы быть не ниже чем 10^{-10} на нуклон [S. Wolfram, Phys. Lett. B 82 (1979) 65; C. B. Dover, T. K. Gaisser, G. Steigman, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1117.].
- Данные частицы должны были бы образовывать связанные состояния с обычными кварками, формируя изотопы широко распространенных элементов.
- В результате поисков соответствующих изотопов было установлено, что относительная концентрация таких элементов не должна превосходить 10^{-15} на нуклон [T. K. Hemmick et al., Phys. Rev. D 41 (1990) 2074.].
- В принципе набор экзотических состояний в E_6 МСХ также включает нейтральный фермион N с ненулевым значением B_3 .

- Однако константы взаимодействия нейтрального фермиона N с Z бозоном достаточно велики.
- Поэтому такие состояния с массой порядка нескольких $T_{ЭВ}$ приводят к слишком большому сечению рассеяния этих состояний на ядрах.
- Данное сечение оказывается на несколько порядков больше экспериментального верхнего ограничения [M. R. Buckley, D. Hooper, J. Kumar, Phys. Rev. D 88 (2013) 063532.].
- Приемлемый с феноменологической точки зрения сценарий предполагает, что легчайшее экзотическое состояние ζ_1 с ненулевым значением B_3 образуется главным образом элементарным состоянием η и составным состоянием $\bar{\eta}$.
- Константы взаимодействия ζ_1 с Z бозоном могут быть очень сильно подавлены.
- В E_6 МСХ ζ_1 может иметь барионный заряд как $-1/3$ так и $+1/3$, а определённая часть барионной асимметрии накапливается в секторе тёмной материи.

- В простейших ТВО с E_6 калибровочной симметрией элементарные фермионы являются компонентами 27-плетов 27_i .
- Инвариантность лагранжиана E_6 MCX по отношению к преобразованиям $U(1)_B$ и $U(1)_L$ симметрий предполагает, что кварковые и лептонные поля с различными барионными и лептонными числами принадлежат различным 27-плетам.
- Все остальные компоненты этих 27-плетов должны приобретать массы порядка шкалы M_X .
- Соответствующее расщепление масс между компонентами одного и того же 27-плета можно получить в рамках ТВО с дополнительными пространственными измерениями.
- Рассмотрим $N = 1$ СУСИ ТВО в шестимерном пространстве, в которой $E_6 \times G_0$ калибровочная симметрия нарушается до $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times G$.
- Слабовзаимодействующие элементарные частицы участвуют только во взаимодействиях, отвечающих E_6 симметрии.

- Поля второго сектора принимают участие во взаимодействиях, отвечающих как E_6 так и G_0 калибровочным группам.
- Рассмотрим компактификацию двух дополнительных измерений на орбифолд $T^2/(Z_2 \times Z_2' \times Z_2'')$.
- При этом оба дополнительных измерения $y(=x_5)$ и $z(=x_6)$ являются компактными, т.е.

$$y \in (-\pi R_5, \pi R_5], \quad z \in (-\pi R_6, \pi R_6],$$

где R_5 и R_6 определяются шкалой M_X .

- Симметрии Z_2 , Z_2' и Z_2'' представляют собой зеркальные отражения

$$\begin{array}{lll} Z_2 : & y \rightarrow -y & z \rightarrow -z \\ Z_2' : & y' \rightarrow -y' & z \rightarrow -z \\ Z_2'' : & y \rightarrow -y & z' \rightarrow -z' \end{array}$$

где $y' = y - \pi R_5/2$ и $z' = z - \pi R_6/2$.

- Компактификация на орбифолд $T^2/(Z_2 \times Z_2' \times Z_2'')$ предполагает существование следующих четырёх фиксированных точек:

$$(0, 0), \quad (\pi R_5/2, 0), \quad (0, \pi R_6/2), \quad (\pi R_5/2, \pi R_6/2).$$

- Инвариантность ТВО по отношению к преобразованиям Z_2 , Z_2^I и Z_2^{II} симметрий позволяет свести рассмотрение к части пространства соответствующей прямоугольнику с четырьмя бранами, расположенными вблизи фиксированных точек, т.е.

$$y \in [0, \pi R_5/2], \quad z \in [0, \pi R_6/2].$$

- Каждой из дискретных симметрий Z_2 , Z_2^I и Z_2^{II} отвечает определённая чётность P , P^I и P^{II} .
- Все кварковые и лептонные поля являются компонентами различных шестимерных 27 супермультиплетов.
- Компоненты шестимерного 27 супермультиплет $\hat{\Phi}$, который содержит два $4D$ $N = 1$ супермультиплет Φ и $\bar{\Phi}$ с противоположными квантовыми числами, преобразуются при преобразованиях Z_2 , Z_2^I и Z_2^{II} симметрий следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi_i(x, -y, -z) &= P_{ii} \Phi_i(x, y, z), & \bar{\Phi}_i(x, -y, -z) &= -P_{ii} \bar{\Phi}_i(x, y, z), \\ \Phi_i(x, -y', -z) &= P_{ii}^I \Phi_i(x, y', z), & \bar{\Phi}_i(x, -y', -z) &= -P_{ii}^I \bar{\Phi}_i(x, y', z), \\ \Phi_i(x, -y, -z') &= P_{ii}^{II} \Phi_i(x, y, z'), & \bar{\Phi}_i(x, -y, -z') &= -P_{ii}^{II} \bar{\Phi}_i(x, y, z'). \end{aligned}$$

- P , P^I и P^{II} представляют собой диагональные матрицы с собственными значениями ± 1 , которые можно представить в виде

$$(P)_{jj} = \sigma \exp\{2\pi i \Delta \alpha_j\}, \quad (P^I)_{jj} = \sigma_I \exp\{2\pi i \Delta^I \alpha_j\}, \\ (P^{II})_{jj} = \sigma_{II} \exp\{2\pi i \Delta^{II} \alpha_j\},$$

где α_j — веса представления группы E_6 , а σ , σ_I и σ_{II} — чётности шестимерных 27 супермультиплетов, т.е. $\sigma, \sigma_I, \sigma_{II} \in \{+, -\}$.

- При этом удобно выбрать

$$\Delta = \left(0, 0, 0, \frac{1}{2}, 0, 0\right), \quad \Delta^I = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\right), \\ \Delta^{II} = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}, 0\right).$$

Трансформационные свойства компонент фундаментального представления группы E_6 с $\sigma = \sigma_I = \sigma_{II} = \sigma_{III} = +1$.

	Q	d^c	u^c	L	e^c	N^c	H^u	H^d	D	\bar{D}	S
Z_2	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	-
Z_2^I	-	+	+	-	+	+	-	-	+	+	+
Z_2^{II}	-	-	+	+	+	-	-	+	+	-	-
Z_2^{III}	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+

- На бранах, расположенных вблизи фиксированных точек $(0, 0)$, $(\pi R_5/2, 0)$ и $(0, \pi R_6/2)$, E_6 калибровочная симметрия нарушена до $SU(6) \times SU(2)_N$, $SU(6)' \times SU(2)_W$ и $SO(10)' \times U(1)'$.
- Рассматриваемый механизм нарушения E_6 симметрии приводит к тому, что E_6 нарушается до $SU(4)' \times SU(2)_W \times SU(2)_N \times U(1)'$.
- $SU(3)_C$ калибровочная группа является подгруппой $SU(4)'$, которая в свою очередь является подгруппой $SO(10)'$, $SU(6)'$ и $SU(6)$ групп.
- Сектор, в котором происходит динамическое нарушение электрослабой симметрии, локализован на бране, где $E_6 \rightarrow SU(6) \times SU(2)_N$.
- Скалярные компоненты супермультиплетов, которые локализованы на бранах, расположенных вблизи фиксированных точек $(\pi R_5/2, 0)$ и $(0, \pi R_6/2)$, могут приводить к нарушению $SU(4)' \times SU(2)_W \times SU(2)_N \times U(1)'$ до калибровочной группы СМ.
- При этом глобальная $SU(6)$ симметрия во втором секторе может остаться ненарушенной.

Нарушение симметрий и генерация масс в E_6 MCX

- $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ взаимодействия нарушают $SU(6)$ глобальную симметрию во втором секторе.
- Однако, если калибровочные константы, характеризующие взаимодействия полей во втором секторе, существенно больше калибровочных констант СМ, то $SU(6)$ может оставаться приближённой симметрией этого сектора.
- Так как E_6 MCX не обладает $SU(2)_{cust}$ симметрией

$$|T| \sim \xi = \frac{v^2}{f^2}, \quad v \simeq 246 \text{ ГэВ}.$$

- Поскольку $|\hat{T}| \lesssim 0.002$, нарушение $SU(6)$ симметрии до $SU(5)$ должно происходить на шкале $f \gtrsim 5 - 6 \text{ ТэВ}$.
- Полный набор $SU(6)$ генераторов T^A можно разделить на две группы:
 - T^a отвечают генераторам $SU(5)$ подгруппы $SU(6)$;
 - $T^{\hat{a}}$ — все остальные генераторы группы $SU(6)$.

- Нарушение приближённой $SU(6)$ симметрии до $SU(5)$ приводит к одиннадцати псевдоголдстоуновским состояниям, которые удобно представить в виде:

$$\Omega^T = \Omega_0^T \Sigma^T = e^{i \frac{\phi_0}{\sqrt{15}f}} \left(C\phi_1, C\phi_2, C\phi_3, C\phi_4, C\phi_5, \cos \frac{\tilde{\phi}}{\sqrt{2}f} + \sqrt{\frac{3}{10}} C\phi_0 \right),$$

$$C = \frac{i}{\tilde{\phi}} \sin \frac{\tilde{\phi}}{\sqrt{2}f}, \quad \tilde{\phi} = \sqrt{\frac{3}{10} \phi_0^2 + |\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 + |\phi_4|^2 + |\phi_5|^2},$$

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

- Ω преобразуется как $5 + 1$ при преобразованиях $SU(5)$, где

$$5 = \tilde{\mathbf{H}} \sim (\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \phi_5), \quad 1 = \phi_0.$$

- Первые две компоненты вектора Ω преобразуются как $SU(2)_W$ дублет, $H \sim (\phi_1 \phi_2)$, и ассоциируются с дублетом бозонов Хиггса.
- Три другие компоненты Ω , $T \sim (\phi_3 \phi_4 \phi_5)$, соответствуют $SU(3)_C$ триплету.
- Так как дублет Хиггса в СМ имеет $B = L = 0$, все компоненты вектора Ω несут нулевые $U(1)_B$ и $U(1)_L$ заряды.

- В главном приближении лагранжиан, описывающий взаимодействия псевдоголдстоуновских состояний, может быть представлен в виде:

$$\mathcal{L}_{pNGB} = \frac{f^2}{2} \left| \mathcal{D}_\mu \Omega \right|^2.$$

- Отинтегрировав тяжёлые составные состояния можно получить эффективный потенциал взаимодействия $V_{eff}(H, T, \phi_0)$ псевдоголдстоуновских состояний.
- $V_{eff}(H, T, \phi_0)$ должен зануляться в пределе точной $SU(6)$ симметрии.
- Анализ структуры взаимодействий в $V_{eff}(H, T, \phi_0)$, включающий вывод массовых членов $m_H^2 |H|^2$ и $m_T^2 |T|^2$, показал, что в значительной части параметрического пространства $m_H^2 < 0$, а $m_T^2 > 0$ [J. Barnard, T. Gherghetta, T. S. Ray, A. Spray, JHEP **1501** (2015) 067].
- При этом $SU(2)_W \times U(1)_Y$ калибровочная симметрия нарушается до $U(1)_{em}$, тогда как $SU(3)_C$ симметрия остаётся ненарушенной.
- Поскольку в E_6 MCX $f \gtrsim 5 - 10 \text{ ТэВ}$, высокая степень тонкой настройки параметров модели $\sim 0.1 - 0.01\%$ необходима, чтобы получить бозон Хиггса с массой 125 ГэВ .

- В E_6 МСХ мультиплеты кварков и лептонов СМ появляются при низких энергиях в качестве неполных мультиплетов $SU(5) \times U(1)_B \times U(1)_L$, т.е.

$$\begin{aligned} u_\alpha^c \in \mathbf{10}_\alpha^u &= \left(\mathbf{10}, -\frac{1}{3}, 0 \right)_\alpha & q_i \in \mathbf{10}_i^q &= \left(\mathbf{10}, \frac{1}{3}, 0 \right)_i & d_i^c \in \bar{\mathbf{5}}_i^d &= \left(\bar{\mathbf{5}}, -\frac{1}{3}, 0 \right)_i \\ e_i^c \in \mathbf{10}_i^e &= \left(\mathbf{10}, 0, -1 \right)_i & l_i \in \bar{\mathbf{5}}_i^\ell &= \left(\bar{\mathbf{5}}, 0, 1 \right)_i \end{aligned}$$

- Все остальные компоненты этих представлений приобретают массы сопоставимые с M_X .
- Если в ТВО с $SU(5)$ калибровочной симметрией дублет бозонов Хиггса является компонентами фундаментального представления $h \in \mathbf{5}^h = (\mathbf{5}, 0, 0)$, то юкавское взаимодействие, генерирующее массы верхних кварков в СМ, можно представить в виде

$$\mathcal{L}_{SU(5)}^u \simeq h_{\alpha i}^u \mathbf{10}_\alpha^u \mathbf{10}_i^q \mathbf{5}^h.$$

- В E_6 МСХ обобщением данного взаимодействия во втором секторе является

$$\mathcal{L}_{SU(6)}^u \sim \mathbf{20} \times \mathbf{15} \times \Omega.$$

- Поэтому составными партнёрами u_α^c могут быть компоненты либо $\mathbf{15}$ либо $\mathbf{20}$ группы $SU(6)$.

- Разложение антисимметричного тензора второго ранга **15** и антисимметричного тензора третьего ранга **20** группы **$SU(6)$** по представлениям её **$SU(5)$** подгруппы имеет вид

$$\mathbf{15} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{5}, \quad \mathbf{20} = \mathbf{10} \oplus \overline{\mathbf{10}}.$$

- Когда составные партнёры u_α^c представляют собой компоненты **15**, то составные партнёры q_i и d_i^c являются компонентами **20** и **$\overline{15}$** группы **$SU(6)$** соответственно.
- В этом случае юкавское взаимодействие, генерирующее массы нижних кварков, можно представить в виде

$$\mathcal{L}_{SU(6)}^d \sim \mathbf{20} \times \overline{\mathbf{15}} \times \Omega^\dagger.$$

- Если составные партнёры u_α^c являются компонентами **20**, то составные партнёры q_i и d_i^c могут быть компонентами **15** и **$\overline{6}$** группы **$SU(6)$** соответственно.
- При этом **$SU(6)$** обобщением юкавского взаимодействия, которое приводит к ненулевым массам нижних кварков, является:

$$\mathcal{L}_{SU(6)}^{dl} \sim \mathbf{15} \times \overline{\mathbf{6}} \times \Omega^\dagger.$$

- Это же взаимодействие может генерировать массы лептонов, если составными партнёрами e_i^c и ℓ_i являются компоненты **15** и **$\overline{6}$** .

Возможные проявления E_6 МСХ в экспериментах на БАК

- При энергиях $E \ll f$ спектр частиц E_6 МСХ наряду с дублетом бозонов Хиггса может включать псевдоголдстоуновские бозоны T и $\phi_0 = A$ с $B = L = 0$, а также набор экзотических фермионных состояний с $B_3 \neq 0$.
- Требование сохранения электрического и барионного зарядов практически полностью определяет основные каналы распада $SU(3)_C$ триплета скалярных полей T .
- Как и дублет бозонов Хиггса T наиболее сильным образом взаимодействует с фермионами третьего поколения.
- Предполагая, что легчайший экзотический фермион ζ_1 ($\bar{\zeta}_1$) несёт барионный заряд $+1/3$ ($-1/3$), $SU(3)_C$ триплет T главным образом распадается на

$$T \rightarrow b + \bar{\zeta}_1 + X, \quad T \rightarrow \bar{t} + \bar{b} + \zeta_1 + \zeta_1 + X.$$

- Парное рождение и последующие распады T в экспериментах на БАК может приводить к увеличению сечений процессов

$$pp \rightarrow b\bar{b} + E_T + X, \quad pp \rightarrow t\bar{t}b\bar{b} + E_T + X.$$

- К увеличению сечений этих же процессов может приводить рождение пар экзотических фермионных состояний с $B_3 \neq 0$.
- Если CP сохраняется, то псевдоголдстоуновский бозон $\phi_0 = A$ проявляет себя в юкавских взаимодействиях с фермионами в качестве псевдоскалярного поля

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{AF} &= A(i\kappa_D \bar{d}^c D^c + i\kappa_Q \bar{q} Q + i\lambda_L \bar{\ell} L + i\lambda_E \bar{e}^c E^c + i\lambda_\eta \bar{\eta} \eta + h.c.) \\ &\quad + \frac{m_t}{\Lambda_{tV}} A(i\bar{t}_L H^0 t_R + h.c.) + \frac{m_b}{\Lambda_{bV}} A(i\bar{b}_L H^0 b_R + h.c.) + \dots, \\ \mathcal{L}_{mass}^{exotic} &= \mu_D \bar{d}^c D^c + \mu_Q \bar{q} Q + \mu_L \bar{\ell} L + \mu_E \bar{e}^c E^c + \mu_\eta \bar{\eta} \eta + h.c.. \end{aligned}$$

- По этой причине A не смешивается с бозоном Хиггса.
- В общем случае, когда $\mu_D \sim \mu_Q \sim \mu_L \sim \mu_E \sim f \simeq 5 - 10 \text{ ТэВ}$, сечение рождение σ_A псевдоскаляра A в экспериментах на БАК мало [R. Nevzorov, A. W. Thomas, J. Phys. G 44 (2017) 075003].
 - Если масса данного состояния $m_A \simeq 750 \text{ ГэВ}$, то σ_A может быть существенно меньше 0.1 fb .
- Однако при $\mu_D \simeq \mu_Q \simeq \mu_L \simeq \mu_E \simeq \mu_0 \simeq 1 - 2 \text{ ТэВ}$ и $\kappa_D \simeq \kappa_Q \simeq \lambda_L \simeq \lambda_E \simeq \sigma \gtrsim 1$ сечение σ_A может достигать $0.1 - 1.0 \text{ pb}$ [R. Nevzorov, A. W. Thomas, J. Phys. G 44 (2017) 075003].

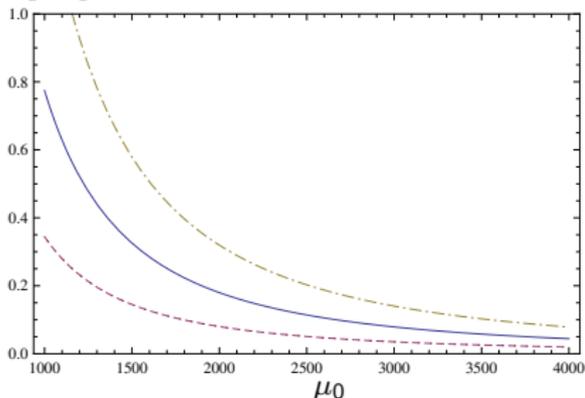
- Отинтегрировав тяжёлые экзотические состояния получаем эффективный лагранжиан

$$\mathcal{L}_{eff}^A = c_1 A B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} + c_2 A W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} + c_3 A G_{\mu\nu}^\sigma \tilde{G}^{\sigma\mu\nu} + \frac{m_t}{\Lambda_{tV}} A (i\bar{t}_L H^0 t_R + h.c.) + i\lambda_\eta A (\bar{\eta}\eta + h.c.).$$

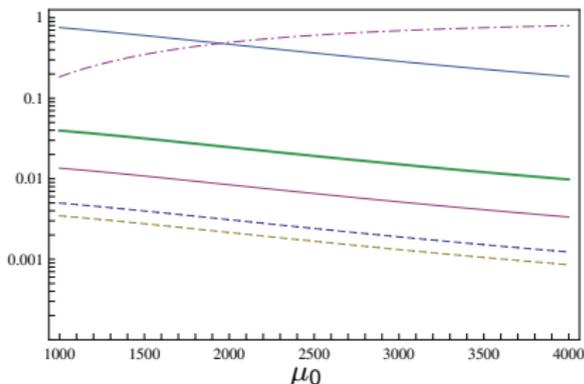
- В экспериментах на БАК псевдоскаляр A может главным образом рождаться в результате слияния двух глюонов.

Сечение рождения и относительные парциальные ширины распадов псевдоскаляра A при $m_A = 750$ ГэВ и $\mu_\eta > m_A/2$.

σ_A [pb]



BR($A \rightarrow t\bar{t}, gg, WW, ZZ, \gamma\gamma, \gamma Z$)

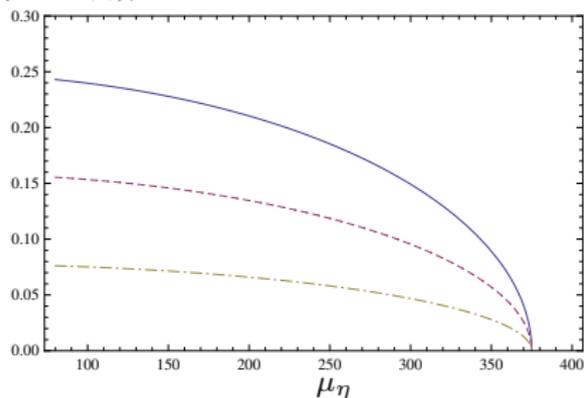


- При этом данное состояние главным образом распадается на пары глюонов или $t\bar{t}$.
- Относительные парциальные ширины $BR(A \rightarrow WW)$ и $BR(A \rightarrow ZZ)$ являются третьей и четвёртой по величине.
- $BR(A \rightarrow \gamma\gamma)$ и $BR(A \rightarrow \gamma Z)$ существенно меньше и варьируются между 10^{-2} и 10^{-3} .
- $BR(A \rightarrow b\bar{b})$ и $BR(A \rightarrow \tau\bar{\tau})$ оказываются меньше чем 10^{-3} и 10^{-4} соответственно.
- В рассматриваемом случае полная ширина Γ_A псевдоскаляра A оказывается относительно небольшой.
 - Если $m_A \simeq 750$ ГэВ, то $\Gamma_A \sim 10^{-5} m_A$.
- При $\mu_\eta \lesssim m_A/2$ парциальная ширина $\Gamma(A \rightarrow \eta\bar{\eta})$, отвечающая распаду $A \rightarrow \eta\bar{\eta}$, весьма велика, если юкавская константа $\lambda_\eta \gtrsim 1$.
- Большая ширина $\Gamma(A \rightarrow \eta\bar{\eta})$ приводит к сильному подавлению всех относительных парциальных ширин распадов псевдоскаляра A за исключением $BR(A \rightarrow \eta\bar{\eta}) \simeq 1$.

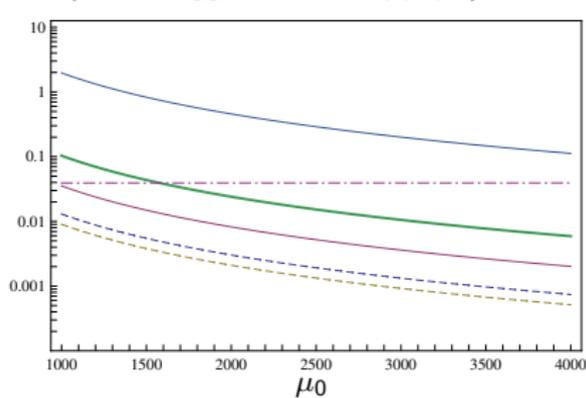
- В этом случае достаточно большое σ_A предполагает, что сечение процессов с несохранением энергии и импульса, таких как $pp \rightarrow j + \cancel{E}_T$, может быть весьма заметным.

Отношение $\Gamma(A \rightarrow \eta\bar{\eta})/m_A$ и относительные парциальные ширины распадов псевдоскаляра A при $m_A = 750$ ГэВ и $\mu_\eta < m_A/2$.

$\Gamma(A \rightarrow \eta\bar{\eta})/m_A$



$\text{BR}(A \rightarrow t\bar{t}, gg, WW, ZZ, \gamma\gamma, \gamma Z) \times 10^3$



Генерация барионной асимметрии Вселенной в E_6 МСХ

- Если в E_6 МСХ $SU(6)$ симметрия нарушается вблизи шкалы $f \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$, то приемлемое с феноменологической точки зрения расширение СМ можно получить даже в случае, когда барионное число не сохраняется.
- При этом лагранжиан сектора, в котором генерируется нарушение электрослабой симметрии, инвариантен по отношению к преобразованиям $SU(6) \times U(1)_L$ симметрии.
- $U(1)_L$ симметрия позволяет подавить операторы, которые генерируют слишком большие майорановские массы левосторонних нейтрино.
- В секторе слабовзаимодействующих элементарных частиц $U(1)_L$ симметрия нарушается до $Z_2^L = (-1)^L$.
- Если Z_2^L является точной симметрией, то она подавляет все операторы приводящие к распаду протона.
- Все остальные операторы, нарушающие барионное число, достаточно сильно подавлены по $1/f$.

- Дополнительное подавление обусловлено малым смешиванием между элементарными состояниями и их составными партнёрами.
- В СМ операторы, отвечающие процессам с $\Delta B = 2$ и $\Delta L = 0$, могут быть представлены в виде:

$$\mathcal{L}_{\Delta B=2} = \frac{1}{\Lambda^5} \left[q_i q_j q_k q_m (d_n^c d_l^c)^* + u_i^c d_j^c d_k^c u_m^c d_n^c d_l^c \right].$$

- Поиски распадов ядер, обусловленные процессом $NN \rightarrow KK$, и ограничение на период нейтрон–антинейтронных осцилляций предполагают, что $\Lambda \gtrsim 400 \text{ ТэВ}$.
- МСХ также приводят к $\Lambda \gtrsim 300 - 400 \text{ ТэВ}$, если $f \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$.
- Здесь будет предполагаться, что лагранжиан E_6 МСХ обладает приближённой глобальной симметрией $Z_2^B = (-1)^{3B}$.
- Как и прежде, самосогласованность E_6 МСХ подразумевает, что во втором секторе формируются составные фермионные состояния, образующие $10 + \bar{5}$ мультиплеты $SU(5)$.
- Нарушение $SU(6)$ симметрии может приводить к набору таких связанных состояний, если спектр частиц E_6 МСХ включает один 15 -плет и два $\bar{6}$ -плета ($\bar{6}_1$ и $\bar{6}_2$) группы $SU(6)$ с спином $1/2$.

- Мультиплеты элементарных полей \bar{q} , \bar{d}^c , $\bar{\ell}$ и \bar{e}^c взаимодействуют с этими состояниями с $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ квантовыми числами

$$\begin{aligned}
 \mathbf{15} &\rightarrow Q = \left(3, 2, \frac{1}{6}\right), & \bar{\mathbf{6}}_\alpha &\rightarrow D_\alpha^c = \left(\bar{3}, 1, \frac{1}{3}\right), \\
 &t^c = \left(3^*, 1, -\frac{2}{3}\right), & &L_\alpha = \left(1, 2, -\frac{1}{2}\right), \\
 &E^c = \left(1, 1, 1\right), & &N_\alpha = \left(1, 1, 0\right), \\
 &D = \left(3, 1, -\frac{1}{3}\right), & &\alpha = 1, 2. \\
 &\bar{L} = \left(1, 2, \frac{1}{2}\right);
 \end{aligned}$$

- Если компоненты $\mathbf{15}$ и $\bar{\mathbf{6}}_2$ изменяют знак при преобразованиях Z_2^B симметрии, а компоненты $\bar{\mathbf{6}}_1$ остаются неизменными при таких преобразованиях, то в результате генерируются массовые члены:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{mass}^{exotic} &= \tilde{\mu}_L \bar{L} L_2 + \tilde{\mu}_D D_2^c D + \frac{1}{2} M_1 \bar{N}_1^c N_1 + \frac{1}{2} M_2 \bar{N}_2^c N_2 \\
 &+ \mu_D \bar{d}^c D_1^c + \mu_Q \bar{q} Q + \mu_L \bar{\ell} L_1 + \mu_E \bar{e}^c E^c + h.c..
 \end{aligned}$$

- Все фермионы приобретают массы порядка f за исключением t^c .
- Далее будет предполагаться, что N_1 существенно легче других экзотических фермионов, т.е. $M_1 \lesssim f$.

- Набор легчайших составных состояний с массами много меньшими f образуют псевдоголдстоуновские бозоны H , T и A .
- Все эти частицы представляют собой состояния с $Z_2^B = +1$.
- $SU(3)_C$ триплет T главным образом распадается на $T \rightarrow t\bar{b}$.
- При $E \lesssim f$ $U(1)_B$ сохраняется с достаточно высокой точностью и T проявляет себя во взаимодействиях с частицами СМ в качестве дикварка, т.е. $B = -2/3$.
- В экспериментах на БАК парное рождение таких дикварков должно приводить к конечным состояниям с четырьмя кварками третьего поколения, т.е. $pp \rightarrow T\bar{T} \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$.
- В E_6 МСХ с нарушением барионного числа генерация барионной асимметрии может происходить в результате распадов N_1 на $N_1 \rightarrow T + \bar{d}_i$ и $N_1 \rightarrow T^* + d_i$, т.е. состояния с $B = \pm 1$.
- Взаимодействие N_1 и N_2 с T и нижними кварками описывается лагранжианом

$$\mathcal{L}_N = \sum_{i=1}^3 \left(g_{i1}^* T d_i^c N_1 + g_{i2}^* T d_i^c N_2 + h.c. \right).$$
- В пределе точной Z_2^B симметрии g_{i1} зануляются.

- В случае приближённой Z_2^B симметрии $|g_{i1}| \ll |g_{i2}|$.
- Процесс генерации барионной асимметрии контролируется тремя CP асимметриями

$$\varepsilon_{1,k} = \frac{\Gamma_{N_1 d_k} - \Gamma_{N_1 \bar{d}_k}}{\sum_m (\Gamma_{N_1 d_m} + \Gamma_{N_1 \bar{d}_m})}.$$

- Так как N_1 , N_2 и T главным образом взаимодействуют с кварками третьего поколения образующаяся барионная асимметрия может быть оценена следующим образом

$$Y_{\Delta B} \sim 10^{-3} \left(\varepsilon_{1,3} \eta_3 \right), \quad Y_{\Delta B} = \left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \right|_0 = (8.75 \pm 0.23) \times 10^{-11},$$

где s — плотность энтропии.

- Параметр η_3 , отвечающий эффективности генерации барионной асимметрии, можно определить используя соотношение

$$\eta_3 \simeq H(T = M_1)/\Gamma_3, \quad \Gamma_3 = \Gamma_{N_1 d_3} + \Gamma_{N_1 \bar{d}_3} = \frac{3|g_{31}|^2}{16\pi} M_1,$$

$$H = 1.66 g_*^{1/2} T^2 / M_{Pl}, \quad g_* = n_b + \frac{7}{8} n_f \simeq 113.75.$$

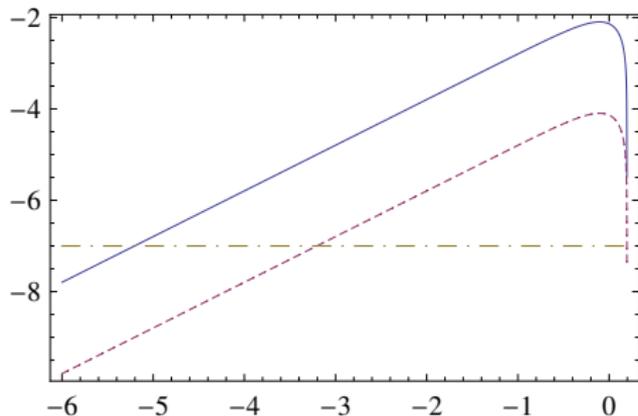
- При $|g_{31}| \simeq 10^{-6}$ и $M_1 \simeq 10 \text{ ТэВ}$ параметр $\eta_3 \simeq 0.25$.

- Когда $g_{31} = |g_{31}|e^{i\varphi_{31}}$ и $g_{32} = |g_{32}|e^{i\varphi_{32}}$, в пределе $M_2 \gg M_1$ находим

$$\varepsilon_{1,3} \simeq -\frac{1}{(4\pi)} \frac{|g_{32}|^2 M_1}{M_2} \sin 2\Delta\varphi, \quad \Delta\varphi = \varphi_{32} - \varphi_{31}.$$

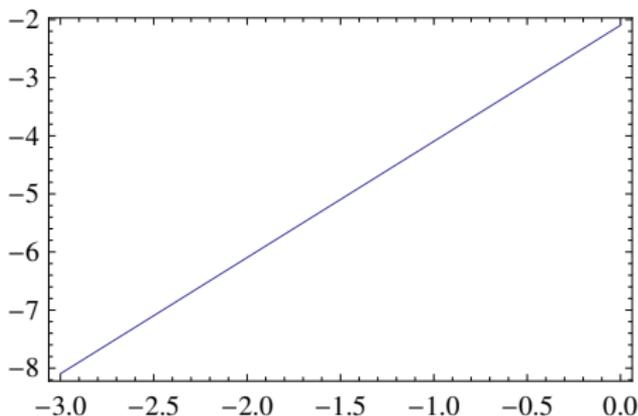
- При $M_2 \simeq 10 \cdot M_1$ и $\eta_3 \sim 1$ феноменологически приемлемая барионная асимметрия может быть получена если $|g_{32}| \gtrsim 0.01$.
- Когда $|g_{32}| \gtrsim 0.1$ и $\eta_3 \sim 1$ феноменологически приемлемая барионная асимметрия генерируется даже в случае $\Delta\varphi \lesssim 0.01$.

Log[$\varepsilon_{1,3}$]



Log[$\Delta\varphi$]

Log[$\varepsilon_{1,3}$]



Log[$|g_{32}|$]

Суперсимметричные обобщения СМ

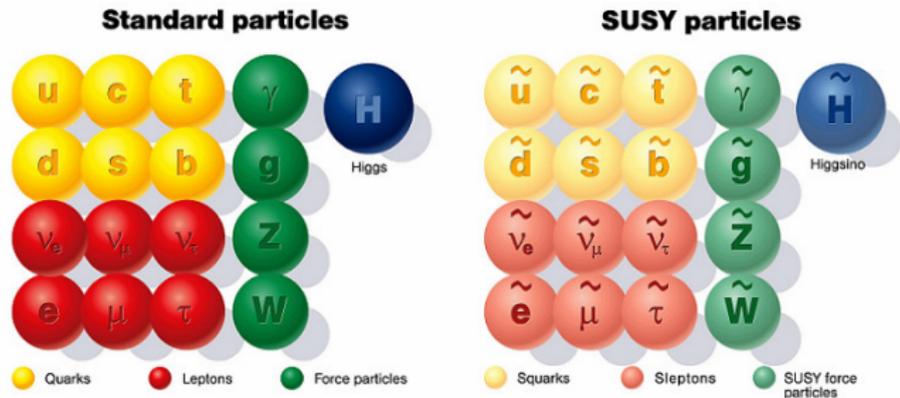
- $N = 1$ суперсимметричные (СУСИ) обобщения СМ могут появляться в качестве низкоэнергетического предела ТВО.
- Мягкое нарушение СУСИ в этих моделях гарантирует отсутствие квадратичных расходимостей.
- Объединение калибровочных констант, возникающее в рамках минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ), даёт основания предполагать, что при $E \gtrsim M_X \simeq 10^{16}$ ГэВ сильные и электрослабые взаимодействия описываются единым образом в рамках ТВО.
- В суперсимметричных ТВО нарушения

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi, \quad SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi, \\ SU(5) \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$$

могут приводить при сверхвысоких энергиях к СУСИ моделям с калибровочной симметрией

$$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_\chi.$$

- МССМ появляется, когда $U(1)_\psi \times U(1)_\chi \rightarrow P_M = (-1)^{3(B-L)}$, а спектр частиц при низких энергиях наряду с тремя поколениями фермионов СМ и их суперпартнёров включает два супермультиплета хиггсовских полей H_1 и H_2 .
- P_M позволяет подавить операторы, которые приводят к наиболее существенному нарушению $U(1)_B$ и $U(1)_L$ симметрий в МССМ.
- Инвариантность лагранжиана МССМ по отношению к преобразованиям P_M симметрии предполагает сохранение R -чётности $P_R = (-1)^{3(B-L)+2s}$.
- В результате легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) в МССМ является абсолютно стабильной.



- Если ЛСЧ представляет собой легчайшее нейтралино, то соответствующие состояния могут образовывать значительную часть плотности тёмной материи.

- Суперпотенциал МССМ может быть представлен в виде

$$W_{MSSM} = y_{ab}^U Q_a u_b^c H_2 + y_{ab}^D Q_a d_b^c H_1 + y_{ab}^L L_a e_b^c H_1 + \mu H_1 H_2.$$

- СУСИ ТВО предполагают, что $\mu \sim M_X$ или $\mu \simeq 0$, тогда как в МССМ μ должен быть порядка шкалы нарушения СУСИ $\sim M_S$.

- Лагранжиан простейшего расширения МССМ (НМССМ) инвариантен по отношению к дискретным преобразованиям группы Z_3 и содержит дополнительное синглетное суперполе S

$$W_{NMSSM} = \lambda S(H_1 H_2) + \frac{\kappa}{3} S^3 + W_{MSSM}(\mu = 0).$$

- Поле S приобретает вакуумное среднее и генерируется эффективный μ -член $\mu = \lambda \langle S \rangle$.
- E_6 ССМ предполагает, что
 - вблизи шкалы M_X симметрия $U(1)_X \times U(1)_\psi \rightarrow U(1)_N \times P_M$;
 - спектр частиц включает по крайней мере три полных 27-плета E_6 .
- В E_6 ССМ правосторонние нейтрино не участвуют в калибровочных взаимодействиях.

- В E_6 SSM сокращение аномалий происходит автоматически.
- 27_i удобно представить в виде разложения по представлениям

$$SU(5) \times U(1)_\psi \times U(1)_\chi$$

$$27_i \rightarrow \begin{pmatrix} 10, \frac{1}{\sqrt{24}}, -\frac{1}{\sqrt{40}} \end{pmatrix}_i + \begin{pmatrix} 5^*, \frac{1}{\sqrt{24}}, \frac{3}{\sqrt{40}} \end{pmatrix}_i \\ + \begin{pmatrix} 5^*, -\frac{2}{\sqrt{24}}, -\frac{2}{\sqrt{40}} \end{pmatrix}_i + \begin{pmatrix} 5, -\frac{2}{\sqrt{24}}, \frac{2}{\sqrt{40}} \end{pmatrix}_i \\ + \begin{pmatrix} 1, \frac{4}{\sqrt{24}}, 0 \end{pmatrix}_i + \begin{pmatrix} 1, \frac{1}{\sqrt{24}}, -\frac{5}{\sqrt{40}} \end{pmatrix}_i.$$

- Первые два члена разложения включают поколение частиц SM.
- Правостороннее нейтрино N_i^c отвечает последнему члену.
- Предпоследний член представляет собой синглетное поле S_i группы $SO(10)$ с ненулевым $U(1)_\psi$ зарядом.
- Третий и четвёртый члены разложения содержат пару $SU(2)_W$ дублетов (H_i^d и H_i^u), которые имеют квантовые числа хиггсовских дублетов MSSM.
- Пара $SU(3)_C$ триплетов \bar{D}_i и D_i , которые содержатся в третьем и четвёртом членах, образуют экзотические кварковые состояния с электрическими зарядами $\pm 1/3$.

- E_6 ССМ предсказывает существование Z' бозона, экзотических фермионов и их суперпартнёров.
- \bar{D}_i и D_i имеют $U(1)_{B-L}$ заряды $(\pm 2/3)$ и могут быть либо лепто кварковыми (сценарий А) либо дикварковыми (сценарий В) состояниями.
- Когда спектр частиц E_6 ССМ содержит относительно лёгкие \bar{D}_i и D_i , рождение таких кварк–антикварковых пар в экспериментах на БАК может способствовать увеличению сечений процессов либо

$$pp \rightarrow jjl_i l_k + \cancel{E_T} + X$$

в случае сценария А либо

$$pp \rightarrow jjjj + \cancel{E_T} + X,$$

если реализуется сценарий В.

- В общем случае экзотические частицы приводят к слишком быстрому распаду протона и к процессам, которые сопровождаются нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах.
- Соответствующие операторы могут быть подавлены посредством дискретной \tilde{Z}_2^H симметрии.

- Простейший сценарий предполагает, что спектр частиц E_6 SSM наряду с тремя полными 27-плетами включает также пару $SU(2)_W$ дублетов лептонов L_4 и \bar{L}_4 .
- При преобразованиях \check{Z}_2^H симметрии $H_d \rightarrow H_d$, $H_u \rightarrow H_u$, $S \rightarrow S$, $L_4 \rightarrow L_4$ и $\bar{L}_4 \rightarrow \bar{L}_4$, где $H_3^d = H_d$, $H_3^u = H_u$ и $S_3 = S$, тогда как все остальные супермультиплеты изменяют знак.
- В E_6 SSM правосторонние нейтрино могут приобретать массы $M_i \gg M_S$.
- В этом случае при $E \sim M_S$ спектр частиц E_6 SSM содержит следующие супермультиплеты:

$$[Q_i, u_i^c, d_i^c, L_i, e_i^c] + (D_i, \bar{D}_i) + S_\alpha + H_\alpha^u + H_\alpha^d + L_4 + \bar{L}_4 + S + H_u + H_d,$$

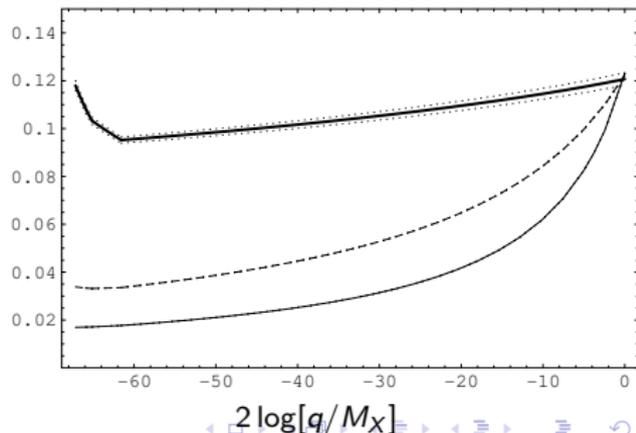
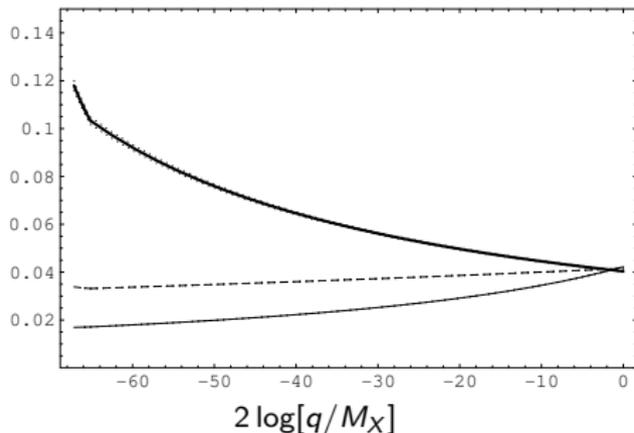
где $\alpha = 1, 2$ и $i = 1, 2, 3$.

- При этом эффективный суперпотенциал E_6 SSM может быть представлен в виде:

$$W_{E_6SSM} = \lambda S(H_u H_d) + \lambda_{\alpha\beta} S(H_\alpha^d H_\beta^u) + \kappa_{ij} S(D_i \bar{D}_j) + \tilde{f}_{\alpha\beta} S_\alpha(H_\beta^d H_u) + f_{\alpha\beta} S_\alpha(H_d H_\beta^u) + g_{ij}^D (Q_i L_4) \bar{D}_j + h_{i\alpha}^E e_i^c (H_\alpha^d L_4) + \mu_L L_4 \bar{L}_4 + W_{MSSM}(\mu = 0).$$

- Простейший сценарий предполагает, что \bar{D}_i и D_i являются лептокварковыми состояниями.
- Вакуумные средние супермультиплетов H_d , H_u и S нарушают $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_N$ калибровочную симметрию до $U(1)_{em}$ и генерируют массы всех фермионов.
- В этом случае точного совпадения калибровочных констант СМ на шкале M_X можно добиться практически при любых феноменологически приемлемых $\alpha_3(M_Z)$.

Эволюция калибровочных констант в МССМ и E_6 ССМ.



Бозоны Хиггса в МССМ и НМССМ

- Эффективный потенциал взаимодействия хиггсовских бозонов в МССМ может быть представлен в виде суммы:

$$V(H_1, H_2) = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - m_3^2 (H_1 H_2 + h.c.) + \sum_{a=1}^3 \frac{g_2^2}{8} (H_1^+ \sigma_a H_1 + H_2^+ \sigma_a H_2)^2 + \frac{g'^2}{8} (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \Delta V,$$

где $g' = \sqrt{3/5}g_1$, g_2 и g_1 — калибровочные константы $SU(2)_W$ и $U(1)_Y$ взаимодействий, $m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$, $m_2^2 = m_{H_2}^2 + \mu^2$ и $m_3^2 = -B\mu$.

- В рамках МССМ нарушение $SU(2)_W \times U(1)_Y$ до $U(1)_{em}$ обусловлено вакуумными средними хиггсовских дублетов

$$\langle H_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}.$$

- Вместо v_1 и v_2 обычно вводят $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246 \text{ ГэВ}$ и $\tan \beta = v_2/v_1$.

- Когда CP сохраняется, спектр хиггсовского сектора МССМ содержит два заряженных, одно CP-нечётное и два CP-чётных состояния.

- С учётом петлевых поправок массы CP-нечетного и заряженного хиггсовских состояний оказываются равными:

$$m_A^2 = m_1^2 + m_2^2 + \Delta_A, \quad M_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_W^2 + \Delta_\pm.$$

- В пределе $m_A^2 \gg M_Z^2$ масса тяжёлого CP-чётного хиггсовского состояния

$$m_{h_2}^2 \simeq m_A^2 \simeq M_{H^\pm}^2.$$

- С увеличением m_A^2 масса легчайшего CP-чётного бозона Хиггса приближается к своему верхнему теоретическому пределу

$$m_{h_1} \leq \sqrt{M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta}.$$

- В главном приближении

$$\Delta \simeq \frac{3}{2\pi^2} \frac{m_t^4}{v^2} \left[\ln \frac{M_{SUSY}^2}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{M_{SUSY}^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_{SUSY}^2} \right) \right],$$

где параметр X_t характеризует величину смешивания суперпартнеров t -кварка с массами $m_{\tilde{t}_1}$ и $m_{\tilde{t}_2}$, а $M_{SUSY} = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$.

- Когда $m_A \sim M_S \gg M_Z$, константы взаимодействия легчайшего хиггсовского бозона с другими частицами СМ практически совпадают с их значениями в СМ.

- В МССМ наблюдаемое значение $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$ можно получить только если $\Delta \gtrsim (85 \text{ ГэВ})^2$.
 - В простейших случаях столь большой вклад петлевых поправок Δ отвечает $M_S \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$.
 - Так как $M_S^2 \gg m_{h_1}^2$, высокая степень тонкой настройки параметров МССМ необходима для того, чтобы получить $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$.
- В НМССМ потенциальную энергию взаимодействия хиггсовских полей можно представить в виде суммы:

$$V = V_F + V_D + V_{\text{soft}} + \Delta V,$$

$$V_F = \lambda^2 |S|^2 (|H_1|^2 + |H_2|^2) + \lambda^2 |(H_1 H_2)|^2 + \lambda \kappa [S^{*2} (H_1 H_2) + h.c.] + \kappa^2 |S|^4,$$

$$V_D = \sum_{a=1}^3 \frac{g_a^2}{8} (H_1^+ \sigma_a H_1 + H_2^+ \sigma_a H_2)^2 + \frac{g'^2}{8} (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2,$$

$$V_{\text{soft}} = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 + m_S^2 |S|^2 + \left[\lambda A_\lambda S (H_1 H_2) + \frac{\kappa}{3} A_\kappa S^3 + h.c. \right].$$

- В этой модели верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского скаляра может быть больше, чем в МССМ, т.е.

$$m_{h_1}^2 \lesssim M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{\lambda^2 v^2}{2} \sin^2 2\beta + \Delta.$$

- В результате с увеличением λ степень тонкой настройки параметров, которая необходима для получения $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$, может заметно снизиться по сравнению с МССМ.

- При $\lambda = 0.6$ и $\tan \beta = 2$ масса легчайшего бозона Хиггса в древесном приближении $m_{h_1}^0$ может достигать почти 100 ГэВ и для получения $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$ вклад петлевых поправок должен составлять $\Delta \simeq (75 \text{ ГэВ})^2$.
- Анализ эволюции юкавских констант показывает, что в НМССМ существуют жёсткие верхние ограничения на значения этих констант при низких энергиях

$$\lambda^2 + \kappa^2 \lesssim 0.5.$$

- При $\tan \beta \simeq 2 - 3$ и $\lambda \gtrsim 0.65$, т.е. когда $m_{h_1}^0$ близко к максимальному значению, κ должно быть мало, т.е. $\kappa^2 \ll \lambda^2$.
- Это соответствует НМССМ с приближённой $U(1)$ симметрией.

Верхние ограничения на $\lambda(M_Z)$ при различных $\kappa(M_Z)$ и $\tan \beta$.

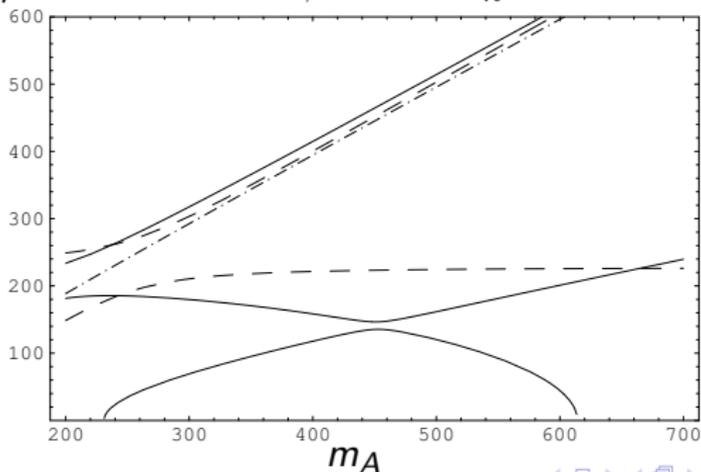
$\kappa(M_Z)$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$\tan \beta = 2$	0.62	0.61	0.60	0.58	0.53	0.42
$\tan \beta = 3$	0.68	0.68	0.66	0.63	0.56	0.45
$\tan \beta = 4$	0.7	0.69	0.68	0.64	0.57	0.45

- В рассматриваемой части параметрического пространства заряженные, тяжёлые CP–чётные и CP–нечётные бозоны Хиггса существенно тяжелее всех остальных нейтральных хиггсовских состояний [D. J. Miller, R. Nevzorov, P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B 681 (2004) 3].

$$m_{h_3}^2 \simeq m_{A_2}^2 \simeq M_{H^\pm}^2 \simeq \frac{4\mu^2}{\sin^2 2\beta} \approx (\mu \tan \beta)^2,$$

$$m_{A_s}^2 \simeq -3\frac{\kappa}{\lambda}A_\kappa\mu, \quad m_{H_s}^2 \simeq 4\frac{\kappa^2}{\lambda^2}\mu^2 + \frac{\kappa}{\lambda}A_\kappa\mu.$$

Спектр бозонов Хиггса в НМССМ при $\lambda = 0.6$, $\kappa = 0.36$,
 $\mu = 150$ ГэВ, $\tan \beta = 3$ и $A_\kappa = 135$ ГэВ.



- Область параметрического пространства НМССМ, отвечающая

$$0.6 \leq \lambda \leq 0.7, \quad 1.5 \leq \tan \beta \leq 2.5, \quad 100 \text{ ГэВ} \leq \left| \frac{\lambda s}{\sqrt{2}} \right| \leq 185 \text{ ГэВ},$$

характеризуется наименьшей степенью тонкой настройки.

- При анализе исследовались только сценарии, спектр которых включает CP-чётный бозон Хиггса с массой от **124 ГэВ** до **127 ГэВ** [S. F. King, M. Mühlleitner, R. Nevzorov, K. Walz, Phys. Rev. D 90 (2014) 095014.].
- Данное состояние h_i должно характеризоваться значениями $\mu_{XX}(h_i)$, которые удовлетворяют условиям:

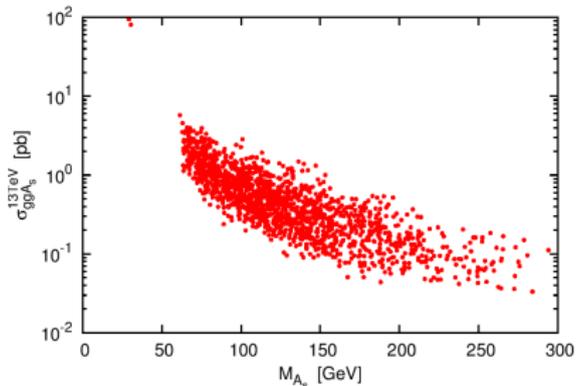
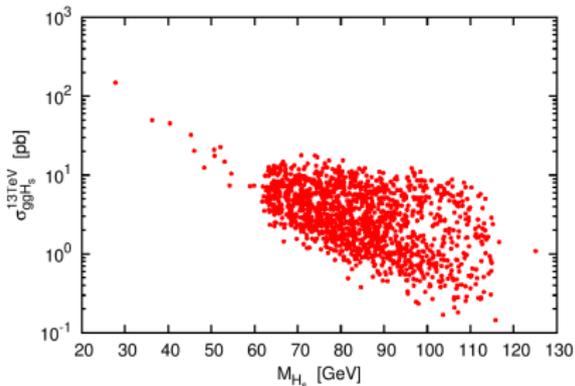
$$|\mu_{XX}(h_i) - \mu_{XX}^{\text{exp}}| \leq \Delta\mu_{XX}, \quad \mu_{XX}(h_i) = \frac{\sigma_{\text{prod}}(h_i) BR(h_i \rightarrow XX)}{\sigma_{\text{prod}}(h^{\text{SM}}) BR(h^{\text{SM}} \rightarrow XX)}.$$

	μ_{XX}^{exp}	$\Delta\mu_{XX}$
$pp \rightarrow VH \rightarrow Vbb$	0.97	± 1.06
$pp \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$	1.02	± 0.7
$pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$	1.14	± 0.4
$pp \rightarrow H \rightarrow WW$	0.78	± 0.34
$pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$	1.11	± 0.46

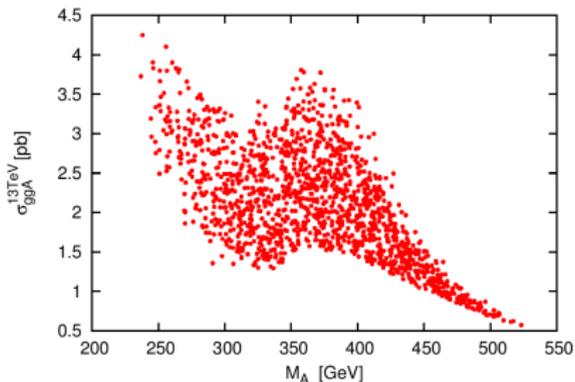
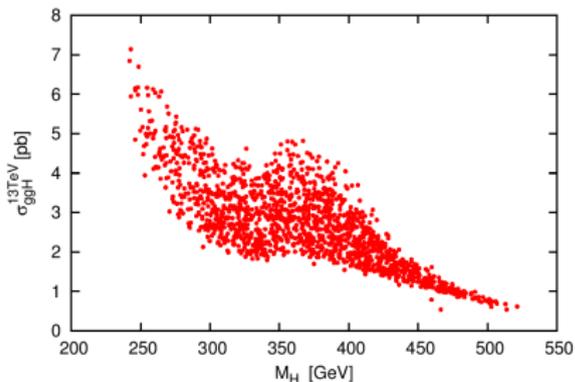
- В процессе анализа рассматривались только сценарии, приводящие к плотности тёмной материи, которая меньше, чем

$$\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.1187 \pm 0.0017.$$

- Анализ показал, что легчайшие хиггсовские скаляр ($h_1 = H_s$) и псевдоскаляр ($A_1 = A_s$) являются преимущественно синглетными СР-чётным и СР-нечётным состояниями соответственно.
- M_{H_s} варьируется от 62 ГэВ до 117 ГэВ, а M_{A_s} изменяется от 62 ГэВ до 300 ГэВ.
- Сечения рождения H_s и A_s в экспериментах на БАК при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ достаточно велики.



- Массы заряженных, тяжёлых CP–чётного (H) и CP–нечётного (A) бозонов Хиггса почти равны и варьируются от 230 ГэВ до 530 ГэВ.
- Сечения рождения H и A в экспериментах на БАК при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ весьма велики.
- Новые хиггсовские состояния могут быть обнаружены в процессах, которые обусловлены их распадами на частицы СМ.
- Сечения рождения H_S и A_S могут быть пренебрежимо малы.
- Однако даже в этом случае большое значение λ приводит к значительным парциальным ширинам распадов $H \rightarrow H_S H_S$, $H \rightarrow h H_S$, $A \rightarrow H_S A_S$ и $A \rightarrow h A_S$.



- Такие распады дают заметный вклад в сечения процессов

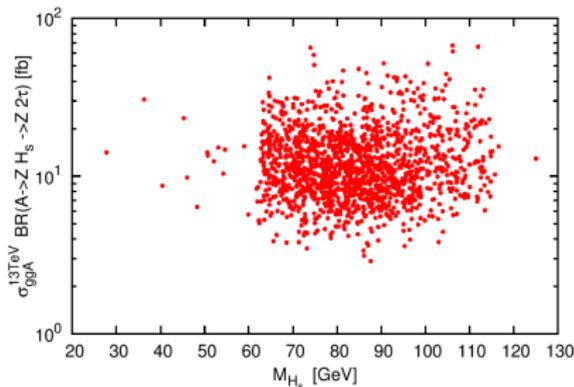
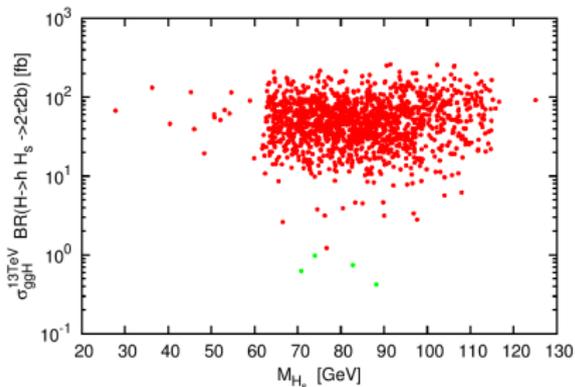
$$pp \rightarrow \tau\bar{\tau}b\bar{b}, \quad pp \rightarrow 2\tau 2\bar{\tau}, \quad pp \rightarrow 2\gamma b\bar{b}.$$

- H_S и A_S могут рождаться в результате распадов $H \rightarrow ZA_S$ и $A \rightarrow ZH_S$.

- Данные распады дают существенный вклад в сечения процессов

$$pp \rightarrow Z\tau\bar{\tau}, \quad pp \rightarrow Zb\bar{b}.$$

- Таким образом, исследуемая область параметрического пространства НМССМ приводит к спектру хиггсовских состояний, которые должны быть обнаружены в ближайшем будущем.



Нестандартные распады бозона Хиггса в E_6 ССМ

- В простейшем случае калибровочная симметрия в E_6 ССМ нарушается вакуумными средними H_u , H_d и S .
- Соответствующий потенциал взаимодействия хиггсовских полей можно представить в виде суммы:

$$\begin{aligned}V &= V_F + V_D + V_{soft} + \Delta V, \\V_F &= \lambda^2 |S|^2 (|H_d|^2 + |H_u|^2) + \lambda^2 |(H_d H_u)|^2, \\V_D &= \sum_{a=1}^3 \frac{g_2^2}{8} \left(H_d^\dagger \sigma_a H_d + H_u^\dagger \sigma_a H_u \right)^2 + \frac{g_1'^2}{8} (|H_d|^2 - |H_u|^2)^2 + \\&\quad + \frac{g_1'^2}{2} \left(\tilde{Q}_{H_d} |H_d|^2 + \tilde{Q}_{H_u} |H_u|^2 + \tilde{Q}_S |S|^2 \right)^2, \\V_{soft} &= m_S^2 |S|^2 + m_1^2 |H_d|^2 + m_2^2 |H_u|^2 + \left[\lambda A_\lambda S (H_u H_d) + h.c. \right],\end{aligned}$$

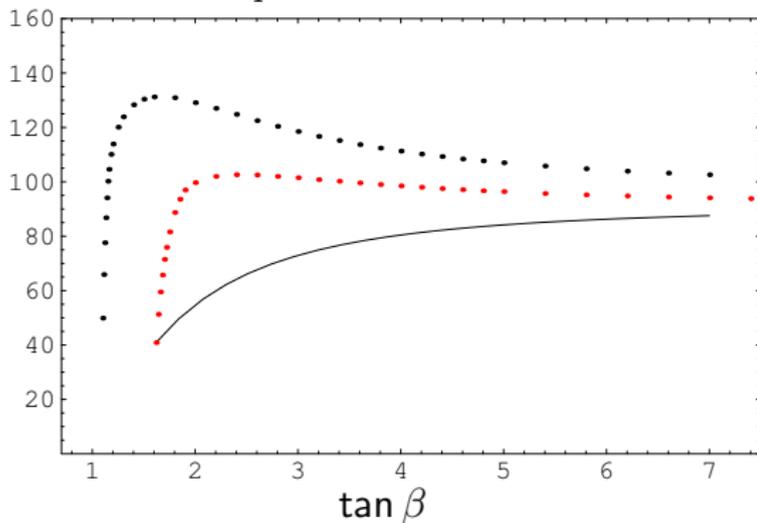
где g_1' является калибровочной константой $U(1)_N$ взаимодействия, а \tilde{Q}_{H_d} , \tilde{Q}_{H_u} и \tilde{Q}_S — $U(1)_N$ заряды мультиплетов H_d , H_u и S .

- В E_6 ССМ верхнее ограничение на $m_{h_1}^2$ определяется выражением:

$$m_{h_1}^2 \leq \frac{\lambda^2}{2} v^2 \sin^2 2\beta + M_Z^2 \cos^2 2\beta + g_1'^2 v^2 \left(\tilde{Q}_{H_d} \cos^2 \beta + \tilde{Q}_{H_u} \sin^2 \beta \right)^2 + \Delta.$$

- При $\tan \beta \sim 1$ и $\lambda \gtrsim g_1'$ верхнее ограничение на m_{h_1} в E_6 ССМ существенно больше, чем в МССМ и НМССМ.
- В древесном приближении при $\tan \beta = 1.2 - 3.4$ верхнее ограничение на m_{h_1} в E_6 ССМ оказывается больше, чем **115 ГэВ**.
- Однако в данной области параметрического пространства E_6 ССМ все остальные хиггсовские состояния имеют массы много большие **1 ТэВ** и их наблюдение не представляется возможным.

Верхнее ограничение на m_{h_1} при $\Delta = 0$ в E_6 ССМ, НМССМ и МССМ.



- Когда $h_t(M_X)$ и $\lambda(M_X)$ значительно больше всех остальных калибровочных и юкавских констант решения уравнений ренормгруппы фокусируются в области низких энергий вблизи квазификсированных точек, которые соответствуют

$$\rho_t = 1.16, \quad \rho_\lambda = 0.14$$

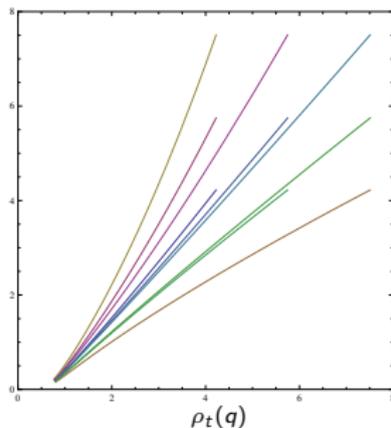
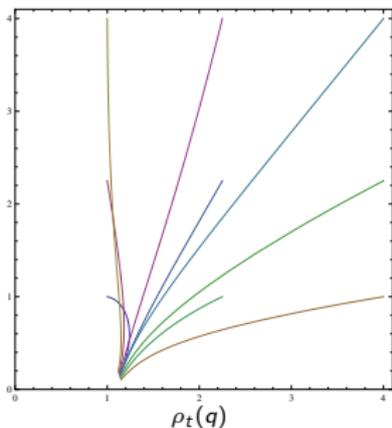
в случае E_6 ССМ и

$$\rho_t = 0.80, \quad \rho_\lambda = 0.19$$

в случае НМССМ, где $\rho_t = h_t^2/g_3^2$ и $\rho_\lambda = \lambda^2/g_3^2$.

$\rho_\lambda(q)$

$\rho_t(q)$



- В случае, когда $M_S \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$, верхнее ограничение на m_{h_1} в окрестности квазификсированных точек варьируется от 113 ГэВ до 130 ГэВ .
- Легчайшие экзотические состояния \tilde{H}_1^0 и \tilde{H}_2^0 в E_6 ССМ представляют собой суперпозиции фермионных компонент суперполей S_α .
- \tilde{H}_2^0 может иметь массу $\mu_{\tilde{H}_2^0}$ порядка нескольких ГэВ или меньше, тогда как \tilde{H}_1^0 может быть существенно легче 1 эВ .
- В пределе $M_S \gg M_Z$ константа взаимодействия \tilde{H}_2^0 с легчайшим бозоном Хиггса

$$g_{h_1 \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0} \simeq \mu_{\tilde{H}_2^0} / v.$$

- \tilde{H}_2^0 с массой порядка нескольких ГэВ приводит к нестандартным распадам легчайшего бозона Хиггса $h_1 \rightarrow \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$.
- Время жизни \tilde{H}_2^0 превышает 10^{-8} сек и по этой причине $h_1 \rightarrow \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$ представляет собой невидимый канал распада h_1 .
- Если $\mu_{\tilde{H}_2^0}$ варьируется от 0.3 ГэВ до 2.7 ГэВ , то относительная парциальная ширина $h_1 \rightarrow \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$ изменяется от 0.2% до 20% .

- В рамках простейшего механизма нарушения $U(1)_N$ калибровочной симметрии масса Z' бозона $M_{Z'}$ определяется M_S .
- Жёсткое ограничение $M_{Z'} \gtrsim 2.5 \text{ ТэВ}$ предполагает, что все суперчастицы должны иметь массы много большие 1 ТэВ .
- Этого можно избежать, если $U(1)_N$ калибровочная симметрия нарушается вакуумными средними двух суперполей S и \bar{S} .
- Данное СУСИ расширение СМ должно наряду с S и \bar{S} включать синглетное суперполе ϕ .
- Реализация данного сценария в E_6 SSM подразумевает, что ϕ , S и \bar{S} остаются неизменными при преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии.
- Суперпотенциал данной модификации E_6 SSM имеет вид:

$$W_{SE_6SSM} = -\sigma\phi S\bar{S} + \frac{\kappa}{3}\phi^3 + \frac{\mu_\phi}{2}\phi^2 + \Lambda_F\phi + \tilde{\sigma}\phi L_4\bar{L}_4 + W_{E_6SSM}.$$

- Когда $\sigma = 0$ эта СУСИ модель может приводить к $\langle S \rangle = \langle \bar{S} \rangle \rightarrow \infty$.
- Значение $|\sigma| \ll 1$ стабилизирует потенциал взаимодействия скалярных полей

$$\langle \phi \rangle \sim \langle S \rangle \simeq \langle \bar{S} \rangle \sim \frac{M_S}{\sigma}, \quad \Rightarrow \quad M_{Z'} \gg M_S.$$

- Потенциал взаимодействия скалярных полей, вакуумные средние которых нарушают $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_N$ калибровочную симметрию до $U(1)_{em}$, определяется выражением

$$\begin{aligned}
 V &= V_F + V_D + V_{\text{soft}} + \Delta V, \\
 V_F &= \lambda^2 |S|^2 (|H_d|^2 + |H_u|^2) + |\lambda(H_d H_u) - \sigma \phi \bar{S}|^2 + \sigma^2 |\phi|^2 |S|^2 \\
 &\quad + |-\sigma(S\bar{S}) + \kappa \phi^2 + \mu_\phi \phi + \Lambda_F|^2, \\
 V_D &= \sum_{a=1}^3 \frac{g_2^2}{8} \left(H_d^\dagger \sigma_a H_d + H_u^\dagger \sigma_a H_u \right)^2 + \frac{g'^2}{8} (|H_d|^2 - |H_u|^2)^2 \\
 &\quad + \frac{g_1^2}{2} \left(\tilde{Q}_{H_d} |H_d|^2 + \tilde{Q}_{H_u} |H_u|^2 + \tilde{Q}_S |S|^2 - \tilde{Q}_S |\bar{S}|^2 \right)^2, \\
 V_{\text{soft}} &= m_S^2 |S|^2 + m_{\bar{S}}^2 |\bar{S}|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_\phi^2 |\phi|^2 \\
 &\quad + \left[\lambda A_\lambda S(H_u H_d) - \sigma A_\sigma \phi(S\bar{S}) + \frac{\kappa}{3} A_\kappa \phi^3 \right. \\
 &\quad \left. + B \frac{\mu_\phi}{2} \phi^2 + \xi \Lambda_F \phi + h.c. \right].
 \end{aligned}$$

- В окрестности физического вакуума

$$\langle H_d \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_u \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}}, \quad \langle S \rangle = \frac{s_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle \bar{S} \rangle = \frac{s_2}{\sqrt{2}}, \quad \langle \phi \rangle = \frac{\varphi}{\sqrt{2}}.$$

- Целесообразно ввести

$$\tan \beta = v_2/v_1, \quad v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}, \quad \tan \theta = s_2/s_1, \quad s = \sqrt{s_1^2 + s_2^2}.$$

- В целях упрощения анализа положим $\mu_\phi = 0$ и $\Lambda_F = 0$.
- Здесь будет предполагаться, что $\lambda \sim \sigma \ll 1$ и $M_{Z'} \gg M_S$.
- При этом λ может быть подобрано так, чтобы легчайшее нейтрально главным образом было бы линейной комбинацией хиггсино.

- Если CP сохраняется, спектр бозонов Хиггса содержит

- два заряженных состояния с массами $m_{H^\pm}^2$
- три CP-нечётных нейтральных состояния $m_{A_3}^2 \sim \sigma^2 s^2$, $m_{A_2}^2 \simeq m_{H^\pm}^2$,

$$m_{A_1}^2 \simeq \cos^2 \delta \left[-3 \frac{\kappa A_\kappa}{\sqrt{2}} \varphi + \frac{9}{4} \sigma \kappa s^2 \sin 2\theta \right], \quad \tan \delta \simeq \frac{s}{2\varphi} \sin 2\theta$$

- пять CP-чётных нейтральных состояний ($m_{h_5}^2 \simeq M_{Z'}^2$, $m_{h_{4,3}}^2 \sim \sigma^2 s^2$, $m_{h_2}^2 \simeq m_{H^\pm}^2$), включая легчайший бозон Хиггса

$$m_{h_1}^2 \simeq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta.$$

- В пределе $\kappa \sim \tilde{\sigma} \rightarrow 0$, $\mu_\phi \rightarrow 0$ и $\Lambda_F \rightarrow 0$ E_6 ССМ обладает дополнительной глобальной $U(1)$ симметрией.

- Вакуумные средние суперполей S , \bar{S} и ϕ нарушают данную $U(1)$ симметрию.
- При $\mu_\phi = 0$, $\Lambda_F = 0$ и малых значениях κ спонтанное нарушение приближённой $U(1)$ симметрии приводит к появлению нейтрального псевдоголдстоуновского состояния в спектре частиц.
- Данное псевдоголдстоуновское состояние может быть настолько лёгким, что легчайший хиггсовский скаляр может распадаться на пару таких состояний.
- Когда все константы взаимодействия, нарушающие $U(1)$ симметрию, малы, то взаимодействие легчайшего хиггсовского скаляра с парой псевдоголдстоуновских состояний описывается

$$\mathcal{L}_{h_1 A_1 A_1} \simeq c_{hAA} \frac{h_1}{f_{PQ}} (\partial_\mu A_1)^2, \quad c_{hAA} \ll 1, \quad f_{PQ} \simeq \langle S \rangle \simeq \langle \bar{S} \rangle.$$

- Парциальную ширину соответствующего распада легчайшего хиггсовского скаляра можно оценить используя выражения:

$$\Gamma(h_1 \rightarrow A_1 A_1) = \frac{G_{h_1 A_1 A_1}^2}{8\pi m_{h_1}} \sqrt{1 - \frac{4m_{A_1}^2}{m_{h_1}^2}}, \quad G_{h_1 A_1 A_1} \simeq c_{hAA} \frac{m_{h_1}^2}{2f_{PQ}}.$$

- Сценарий А (все параметры, имеющие размерность массы, приводятся в ГэВ):

Параметры :

$$\tan \beta = 10, \quad \lambda = 0.09, \quad \sigma = 0.1, \quad \kappa = 0.001,$$

$$\tan \theta = 0.91, \quad \varphi = 12000, \quad s = 16000,$$

$$A_\lambda = 4444, \quad A_\sigma = 2400, \quad A_\kappa = 2200,$$

$$m_Q = 1000, \quad m_U = 8944, \quad A_t = -1163$$

Спектр:

$$m_{Z'} \simeq 5939, \quad m_{h_5} \simeq 6188, \quad m_{H^\pm} \simeq 5123,$$

$$m_{h_4} \simeq 5122, \quad m_{h_3} \simeq 1569, \quad m_{h_2} \simeq 852, \quad m_{h_1} \simeq 126.2,$$

$$m_{A_3} \simeq 5122, \quad m_{A_2} \simeq 2430, \quad m_{A_1} \simeq 28.4$$

Константы :
взаимодействия

$$|R_{tth_1}| \simeq 0.9999, \quad |R_{bbh_1}| = |R_{\tau\tau h_1}| \simeq 1.001,$$

$$|R_{Vvh_1}| \simeq 0.9999, \quad |R_{ZA_1 h_1}| \simeq 8.14 \cdot 10^{-5},$$

$$|G_{h_1 A_1 A_1}| \simeq 0.015$$

Ширины

$$Br(h_1 \rightarrow A_1 A_1) \simeq 1.4 \cdot 10^{-5},$$

$$\Gamma(h_1 \rightarrow A_1 A_1) \simeq 6.27 \cdot 10^{-8}, \quad \Gamma_{\text{tot}} \simeq 4.45 \cdot 10^{-3}.$$

- Сценарий В (все параметры, имеющие размерность массы, приводятся в ГэВ):

Параметры : $\tan \beta = 10, \quad \lambda = 0.1, \quad \sigma = 0.1, \quad \kappa = 0.03,$
 $\tan \theta = 0.91, \quad \varphi = 6000, \quad s = 8000,$
 $A_\lambda = 600, \quad A_\sigma = 1200, \quad A_\kappa = 1013,$
 $m_Q = 1732, \quad m_U = 14142, \quad A_t = -1186$

Спектр: $m_{Z'} \simeq 2956, \quad m_{h_5} \simeq 3099, \quad m_{H^\pm} \simeq 799,$
 $m_{h_4} \simeq 936, \quad m_{h_3} \simeq 791, \quad m_{h_2} \simeq 387, \quad m_{h_1} \simeq 126.2,$
 $m_{A_3} \simeq 1159, \quad m_{A_2} \simeq 791, \quad m_{A_1} \simeq 35.4$

Константы : $|R_{tth_1}| \simeq 0.997, \quad |R_{bbh_1}| = |R_{\tau\tau h_1}| \simeq 1.04,$
 взаимодействия $|R_{VVh_1}| \simeq 0.998, \quad |R_{ZA_1 h_1}| \simeq 1.6 \cdot 10^{-4},$
 $|G_{h_1 A_1 A_1}| \simeq 1.2704$

Ширины $Br(h_1 \rightarrow A_1 A_1) \simeq 8.2\%,$
 $\Gamma(h_1 \rightarrow A_1 A_1) \simeq 4.215 \cdot 10^{-4}, \quad \Gamma_{\text{tot}} \simeq 5.154 \cdot 10^{-3}.$

Тёмная материя в простейших реализациях $M(E_6)$ ССМ

- В общем случае модели с мягко нарушенной суперсимметрией характеризуются большим числом параметров.
- Простейшие реализации этих моделей предполагают универсальность (равенство) различных параметров мягкого нарушения СУСИ на шкале M_X , т.е.

$$m_i^2(M_X) = m_0^2, \quad M_A(M_X) = M_{1/2}, \quad A_i(M_X) = A_0, \quad B_i(M_X) = B_0.$$

- На шкале нарушения СУСИ M_S

$$m_i^2(M_S) = a_i(M_S)m_0^2 + b_i(M_S)M_{1/2}^2 + c_i(M_S)M_{1/2}A_0 + d_i(M_S)A_0^2,$$
$$A_i(M_S) = e_i(M_S)M_{1/2} + f_i(M_S)A_0.$$

- $M_A(M_S)$ главным образом зависят от $M_{1/2}$. В рамках МССМ

$$M_1(M_S) \approx 0.4M_{1/2}, \quad M_2(M_S) \approx 0.8M_{1/2}, \quad M_3(M_S) \approx 2.7M_{1/2},$$

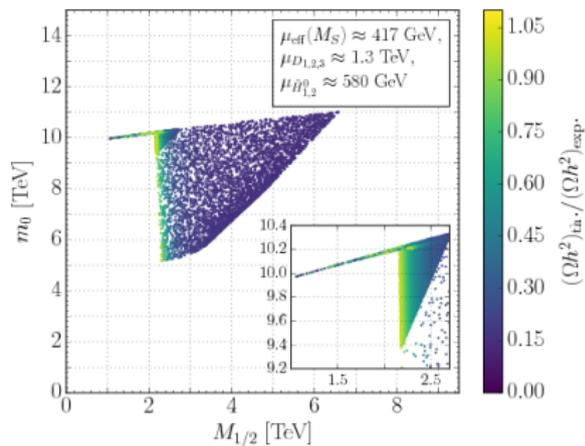
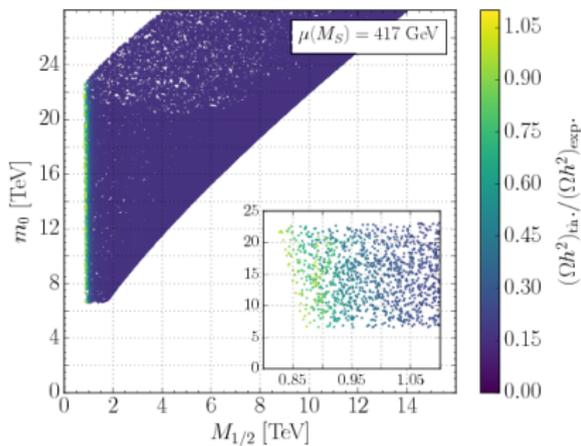
тогда как в E_6 ССМ

$$M_1(M_S) \approx M'_1(M_S) \approx 0.2M_{1/2}, \quad M_2(M_S) \approx 0.3M_{1/2}, \quad M_3(M_S) \approx 0.7M_{1/2}$$

- Интересно проанализировать ограничения на параметры этих моделей при фиксированных значениях $\mu(M_S)$ и $\tan \beta \simeq 10$.

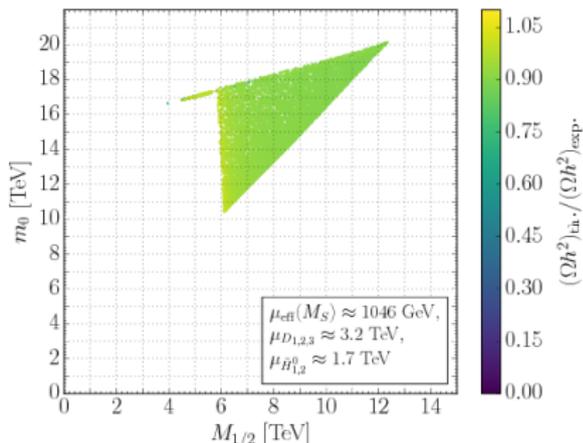
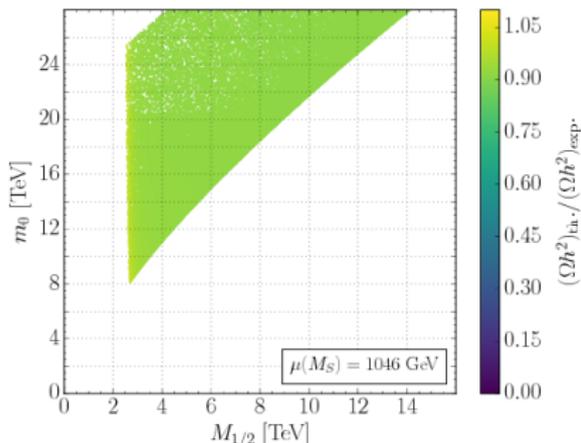
- При этом параметры m_0^2 , $M_{1/2}$, A_0 и B_0 должны быть подобраны так чтобы, уравнения, определяющие минимум хиггсовского потенциала, приводили бы к $v \simeq 246 \text{ ГэВ}$ и $\tan \beta \simeq 10$.
- Рассматривались только сценарии с плотностью тёмной материи меньшей чем $\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.1187 \pm 0.0017$.
- Когда $M_1(M_S) \lesssim \mu(M_S)$, почти все сценарии приводят к слишком большой плотности тёмной материи.

Область допустимых значений параметров в MSSM и E_6 SSM



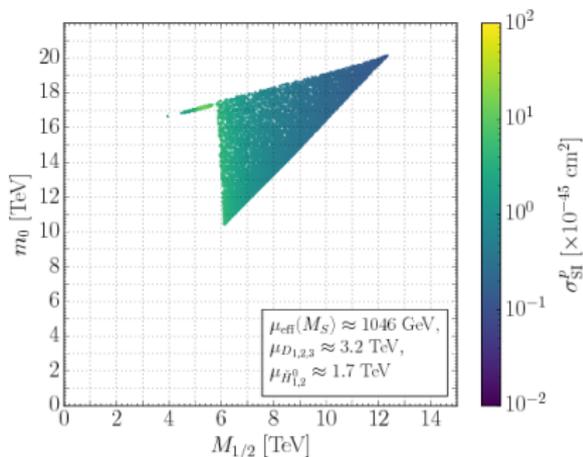
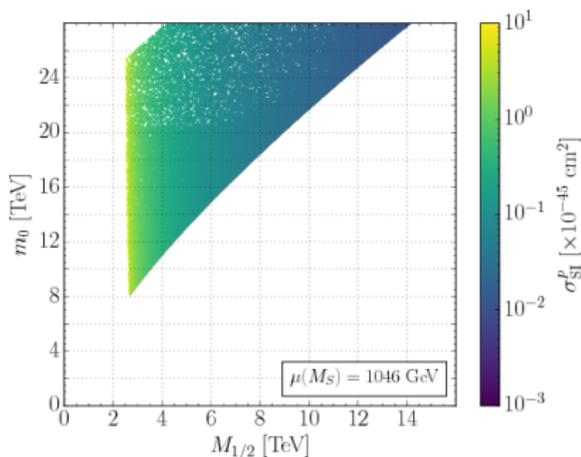
- Исследовались только сценарии с $|\mu(M_S)| \lesssim 1 \text{ ТэВ}$, так как плотность тёмной материи при $|\mu(M_S)| \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$ оказывается слишком большой.
- В рассмотрение включались все сценарии с m_{h_1} от 122 ГэВ до 128 ГэВ .
- Анализ показал, что почти все скалярные частицы имеют массы большие 5 ТэВ и существенно тяжелее глюино, а также легчайших нейтралино и чарджино.

Область допустимых значений параметров в MSSM и E_6 SSM



- В данных СУСИ расширениях СМ сечение рассеяния легчайшего нейтрино на нуклоне σ_{SI} достигает своего максимального значения $\sim 10^{-45} - 10^{-44} \text{ см}^2$ при $|M_1(M_S)| \simeq |\mu(M_S)|$.
- Ограничения, полученные в экспериментах LUX, PandaX-II и XENON1T исключают столь большие значения σ_{SI} .
- При заданном $|\mu(M_S)|$ сечение рассеяния легчайшего нейтрино на нуклоне убывает с увеличением $M_{1/2}$.

Область допустимых значений параметров в MSSM и E_6 SSM

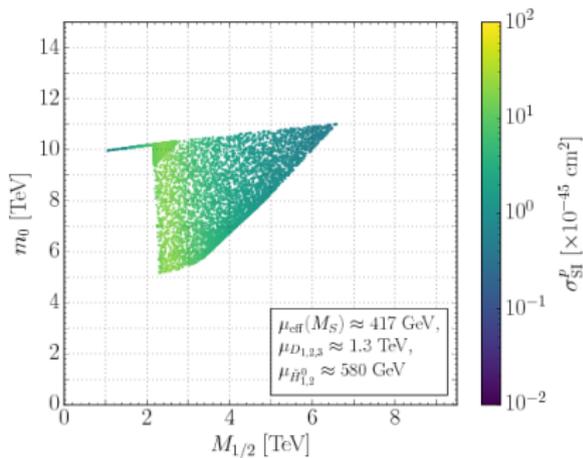
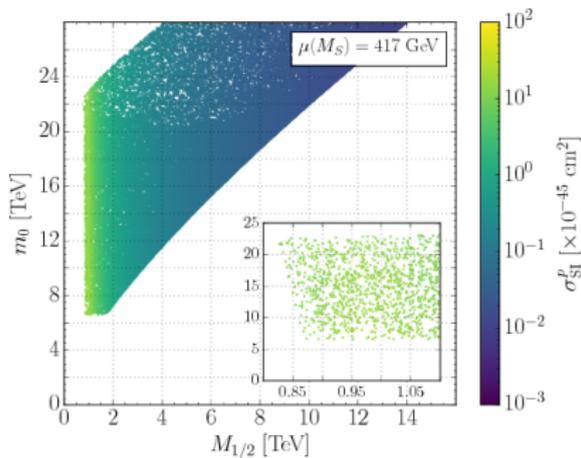


- Кроме того увеличение $M_{1/2}$ сопровождается уменьшением плотности тёмной материи и её концентрации, что также должно приводить к ослаблению ограничений на σ_{SI} , т.е.

$$\sigma_{SI} < \frac{0.119}{(\Omega h^2)_{\text{th}}} \sigma_{SI}^{\text{EXP}}(m_{\tilde{\chi}_1^0}).$$

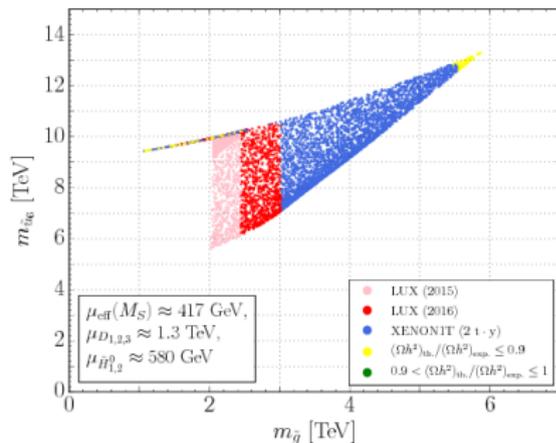
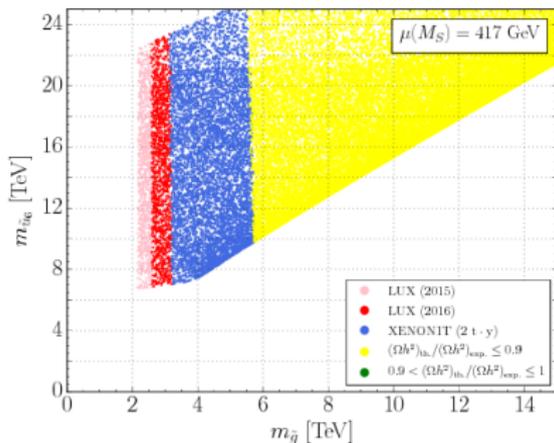
- При $\mu(M_S) \simeq 417 \text{ ГэВ}$ экспериментальные ограничения на σ_{SI} приводят к тому, что нижнее ограничение на $M_{1/2}$ увеличивается с 0.85 ТэВ до 1.25 ТэВ в МССМ и с 2.1 ТэВ до 3 ТэВ в E_6 ССМ.

Область допустимых значений параметров в МССМ и E_6 ССМ



- Это отвечает нижнему ограничению на массу глюино $M_{\tilde{g}} \gtrsim 3 \text{ ТэВ}$.
- При $\mu(M_S) \simeq 1046 \text{ ГэВ}$ экспериментальные ограничения на σ_{SI} предполагают, что в МССМ и E_6 ССМ $M_{\tilde{g}} \gtrsim 6 \text{ ТэВ}$.
- В ближайшем будущем несколько экспериментов установят ещё более жёсткие ограничения на σ_{SI} .
- При $\mu(M_S) \simeq 417 \text{ ГэВ}$ эксперимент XENON1T исключит сценарии с $M_{\tilde{g}} \lesssim 4 - 5 \text{ ТэВ}$, что отвечает нижнему ограничению $M_{1/2} \gtrsim 1.6 - 2 \text{ ТэВ}$ в МССМ и $M_{1/2} \gtrsim 4 - 5 \text{ ТэВ}$ в E_6 ССМ.

Область допустимых значений параметров в МССМ и E_6 ССМ



- Если $\mu(M_S) \simeq 1046 \text{ ГэВ}$ соответствующее нижнее ограничение на массу глюино составит $8 - 9 \text{ ТэВ}$.
- Тем не менее в рамках E_6 ССМ существуют сценарии с $m_{A_1} \approx 2m_{\chi_1^0}$ и массами глюино $M_{\tilde{g}} = 1.5 - 2 \text{ ТэВ}$, которые отвечают весьма малым значениям σ_{SI} .
- Во всех таких случаях легчайшие нейтралино χ_i^0 и чарджино χ_i^\pm имеют массы существенно меньшие 1 ТэВ .
- По этой причине рождение пар $\chi_i^0 \chi_j^0$, $\chi_i^0 \chi_j^\pm$ и $\chi_i^\pm \chi_j^\mp$ в экспериментах на БАК может оказаться возможным.
- В частности, это может привести к некоторому увеличению сечения процесса $pp \rightarrow l\bar{l}\bar{l} + \cancel{E}_T + X$.
- Кроме того рождение пар глюино может также оказаться возможным, что должно способствовать некоторому увеличению сечения процесса $pp \rightarrow q\bar{q}q\bar{q} + \cancel{E}_T + X$.

Генерация барионной асимметрии в МССМ и E_6 СМ

- В МССМ и E_6 СМ лептонная асимметрия может генерироваться в результате распадов легчайших правосторонних нейтрино N_1 и их скалярных суперпартнёров \tilde{N}_1 .
- Эта 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 МССМ данный процесс контролируется CP асимметриями

$$\varepsilon_{1, l_k} = \frac{\Gamma_{N_1 l_k} - \Gamma_{N_1 \bar{l}_k}}{\sum_m (\Gamma_{N_1 l_m} + \Gamma_{N_1 \bar{l}_m})}, \quad \varepsilon_{1, \tilde{l}_k} = \frac{\Gamma_{N_1 \tilde{l}_k} - \Gamma_{N_1 \tilde{l}_k^*}}{\sum_m (\Gamma_{N_1 \tilde{l}_m} + \Gamma_{N_1 \tilde{l}_m^*})},$$
$$\varepsilon_{\tilde{1}, l_k} = \frac{\Gamma_{\tilde{N}_1^* l_k} - \Gamma_{\tilde{N}_1 \bar{l}_k}}{\sum_m (\Gamma_{\tilde{N}_1^* l_m} + \Gamma_{\tilde{N}_1 \bar{l}_m})}, \quad \varepsilon_{\tilde{1}, \tilde{l}_k} = \frac{\Gamma_{\tilde{N}_1 \tilde{l}_k} - \Gamma_{\tilde{N}_1^* \tilde{l}_k^*}}{\sum_m (\Gamma_{\tilde{N}_1 \tilde{l}_m} + \Gamma_{\tilde{N}_1^* \tilde{l}_m^*})}.$$

где $\Gamma_{N_1 A}$ и $\Gamma_{\tilde{N}_1 B}$ — парциальные ширины распадов N_1 и \tilde{N}_1 .

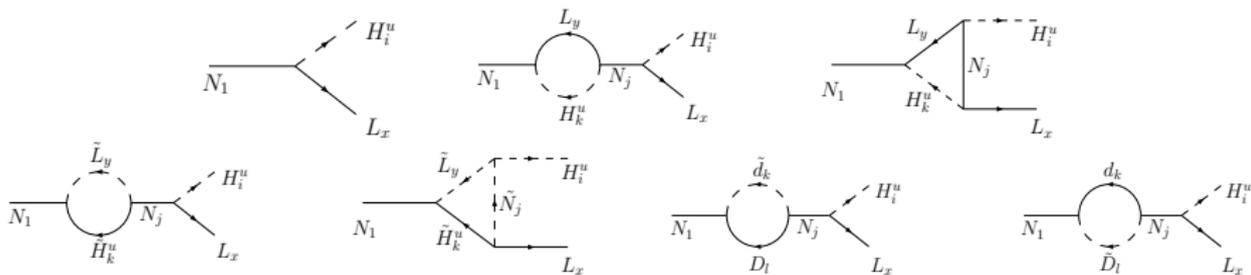
- В древесном приближении $\varepsilon_{1, l_k} = \varepsilon_{1, \tilde{l}_k} = \varepsilon_{\tilde{1}, l_k} = \varepsilon_{\tilde{1}, \tilde{l}_k} = 0$.

- CP нарушение в лептонном секторе приводит к ненулевым вкладам в $\varepsilon_{1,A}$ и $\varepsilon_{\tilde{1},B}$, которые возникают в результате интерференции между древесными амплитудами распада и однопетлевыми поправками к ним.

- Когда масса легчайших правосторонних нейтрино $M_{N_1} \gg M_S$

$$\varepsilon_{1,\ell_k} = \varepsilon_{1,\tilde{\ell}_k} = \varepsilon_{\tilde{1},\ell_k} = \varepsilon_{\tilde{1},\tilde{\ell}_k}.$$

- В рамках МССМ наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной может генерироваться только если $M_{N_1} \gtrsim 10^9$ ГэВ.
- В случае E₆ССМ экзотические состояния дают существенный вклад в $\varepsilon_{1,A}$ и $\varepsilon_{\tilde{1},B}$, а также приводят к дополнительным CP асимметриям, отвечающим новым каналам распадов N_1 и \tilde{N}_1 .



- Причём в E_6 ССМ процесс генерации лептонной асимметрии может быть достаточно эффективен даже в случае, когда $M_{N_1} \simeq 10^{6-7}$ ГэВ, что позволяет избежать **проблемы гравитино**.

- При этом генерация лептонной асимметрии определяется $\varepsilon_{1, L_4}^1 = \varepsilon_{1, \tilde{L}_4}^1 = \varepsilon_{\tilde{1}, L_4}^1 = \varepsilon_{\tilde{1}, \tilde{L}_4}^1 = \varepsilon_{1, 4}$, которые отвечают распадам

$$N_1 \rightarrow L_4 + H_\alpha^u, \quad N_1 \rightarrow \tilde{L}_4 + \tilde{H}_\alpha^u, \quad \tilde{N}_1^* \rightarrow L_4 + \tilde{H}_\alpha^u, \quad \tilde{N}_1 \rightarrow \tilde{L}_4 + H_\alpha^u.$$

- Если $\tilde{f}_{\alpha\beta} \simeq f_{\alpha\beta} \simeq 0$ лагранжиан E_6 ССМ при $E \lesssim M_{N_1}$ инвариантен по отношению к преобразованиям глобальной $U(1)_E$ симметрии.
- Ненулевые $U(1)_E$ заряды имеют лишь супермультиплеты $H_\alpha^u, H_\alpha^d, D_i, \bar{D}_i, L_4$ и \bar{L}_4 .
- Взаимодействия в суперпотенциале

$$W_N = \frac{1}{2} M_{ij} N_i^c N_j^c + \tilde{h}_{ik} N_i^c (H_u L_k) + h_{i\alpha} N_i^c (H_\alpha^u L_4)$$

нарушают $U(1)_{B-L}$ и $U(1)_E$ симметрии.

- В результате при распадах N_1 и \tilde{N}_1 генерируются $U(1)_{B-L}$ и $U(1)_E$ асимметрии одновременно.

- Ненулевые значения $\tilde{f}_{\alpha\beta}$ и $f_{\alpha\beta}$ нарушают $U(1)_E$ симметрию до Z_2^E .
- При $\tilde{f}_{\alpha\beta} \sim f_{\alpha\beta} \lesssim 10^{-7}$ образующаяся $U(1)_E$ асимметрия определяет концентрацию частиц горячей тёмной материи.
- Пренебрегая \tilde{h}_{ik} , $h_{3\alpha}$ и h_{i2} , а также полагая, что $M_{N_1} \simeq 10^6$ ГэВ, $M_{N_2} = 10 \cdot M_{N_1}$ и $h_{j1} = |h_{j1}|e^{i\varphi_{j1}}$, находим

$$\varepsilon_{1,4} = -\frac{3M_1}{8\pi M_2} |h_{21}|^2 \sin 2\Delta\varphi, \quad \Delta\varphi = \varphi_{21} - \varphi_{11}.$$

- Образующуюся барионную асимметрию можно оценить исходя из

$$Y_{\Delta B} \sim 10^{-3} \left(\eta \cdot \varepsilon_{1,4} \right), \quad Y_{\Delta B} = \left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \right|_0 = (8.75 \pm 0.23) \times 10^{-11},$$

где η варьируется от 0 до 1, а s — плотность энтропии.

- Феноменологически приемлемое значение $Y_{\Delta B}$ может быть получено, когда $|h_{21}|$ варьируется от 0.01 до 0.1.
- Образующаяся концентрация частиц горячей тёмной материи должна быть сопоставима по порядку величины с концентрациями барионов и лептонов.

- В СУСИ ТВО с дополнительными измерениями E_6 калибровочная симметрия вблизи шкалы M_X может нарушаться до $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_X$ подгруппы.
- Рассмотрим $N = 1$ СУСИ модель с компактификацией двух дополнительных измерений на орбифолд $T^2/(Z_2 \times Z'_2 \times Z''_2)$.
 - Преобразования Z_2 симметрии отвечают $y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$.
 - При преобразованиях Z'_2 симметрии $y' \rightarrow -y'$ и $z \rightarrow -z$, где $y' = y - \pi R_5/2$.
 - Преобразования Z''_2 симметрии соответствуют $y \rightarrow -y$ и $z' \rightarrow -z'$, где $z' = z - \pi R_6/2$.
- Компоненты $\hat{\Phi}$ и $\hat{\Phi}^c$ шестимерного $27'$ супермультиплетта Φ преобразуются при преобразованиях Z_2, Z'_2 и Z''_2

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}(x, -y, -z) &= P\hat{\Phi}(x, y, z), & \hat{\Phi}^c(x, -y, -z) &= -P\hat{\Phi}^c(x, y, z), \\ \hat{\Phi}(x, -y', -z) &= P_I\hat{\Phi}(x, y', z), & \hat{\Phi}^c(x, -y', -z) &= -P_I\hat{\Phi}^c(x, y', z), \\ \hat{\Phi}(x, -y, -z') &= P_{II}\hat{\Phi}(x, y, z'), & \hat{\Phi}^c(x, -y, -z') &= -P_{II}\hat{\Phi}^c(x, y, z'). \end{aligned}$$

- Операторы P , P_I и P_{II} представляют собой диагональные матрицы с собственными значениями ± 1

$$(P)_{jj} = \sigma \exp\{2\pi i \Delta \alpha_j\}, \quad (P_I)_{jj} = \sigma_I \exp\{2\pi i \Delta_I \alpha_j\}, \\ (P_{II})_{jj} = \sigma_{II} \exp\{2\pi i \Delta_{II} \alpha_j\},$$

- Инвариантность шестимерных СУСИ моделей по отношению к преобразованиям Z_2 , Z_2^I и Z_2^{II} симметрий позволяет свести рассмотрение дополнительных компактных измерений к

$$y \in [0, \pi R_5/2], \quad z \in [0, \pi R_6/2].$$

- Эта часть пространства ограничена четырьмя бранами O , O_I , O_{II} и O_{III} , расположенными по углам вблизи фиксированных точек

$$(0, 0), \quad (0, \pi R_6/2), \quad (\pi R_5/2, 0), \quad (\pi R_5/2, \pi R_6/2).$$

Трансформационные свойства компонент шестимерного $27'$ супермультиплета с $\sigma = \sigma_I = \sigma_{II} = +1$.

	Q	u^c	e^c	L	d^c	N^c	S	H^u	D	H^d	\bar{D}
Z_2	-	-	-	-	-	-	+	+	+	+	+
Z_2^I	-	+	+	-	+	+	+	-	+	-	+
Z_2^{II}	-	-	-	+	+	+	-	+	+	-	-

- На бранах O , O_I , O_{II} и O_{III} E_6 симметрия нарушается до $SO(10) \times U(1)_\psi$, $SU(6) \times SU(2)_W$, $SO(10)' \times U(1)'$ и $SO(10)'' \times \tilde{U}(1)$ соответственно.
- В результате E_6 калибровочная симметрия нарушается до $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_X$.
- Предполагается, что три 27_i локализованы на бране O .
- Супермультиплеты H_u , \bar{H}_u , H_d , \bar{H}_d , S и \bar{S} появляются в качестве безмассовых нулевых мод КК разложения шестимерных $27'$ -плетов с квантовыми числами

$$(+, -, +), \quad (-, +, -), \quad (+, -, -), \quad (-, +, +), \\ (+, +, -), \quad (-, -, +).$$

- Соответствующий набор безмассовых нулевых мод также содержит супермультиплеты L_4 , \bar{L}_4 , N_H^c и \bar{N}_H^c .
- Поэтому при энергиях $E \lesssim M_X$ спектр частиц наряду с тремя полными 27 -плетами может включать H_u , \bar{H}_u , H_d , \bar{H}_d , S , \bar{S} , L_4 , \bar{L}_4 , N_H^c и \bar{N}_H^c .

- В простейшем случае при преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии $\bar{H}_u \rightarrow -\bar{H}_u$, $\bar{H}_d \rightarrow -\bar{H}_d$ и $\bar{S} \rightarrow -\bar{S}$, а $\bar{N}_H^c \rightarrow \bar{N}_H^c$ и $\bar{L}_4 \rightarrow \bar{L}_4$.
- В этом случае супермультиплеты \bar{H}_u , \bar{H}_d , \bar{S} и линейные суперпозиции соответствующих компонент 27_i образуют состояния с массами порядка M_X .
- Суперполя N_H^c и \bar{N}_H^c приобретают вакуумные средние, нарушая $U(1)_\chi \times U(1)_\psi$ симметрию до $U(1)_N \times P_M$ и генерируя большие массы N_i^c ($M_i \gg M_S$).
- Все остальные поля могут приобретать массы порядка шкалы нарушения СУСИ M_S .
- В рассматриваемой шестимерной СУСИ ТВО приводимые и неприводимые аномалии сокращаются.
- Если шкала M_X больше чем $1.5 - 2 \cdot 10^{16}$ ГэВ, то время жизни протона в этой модели превышает экспериментальное нижнее ограничение.
- Данная модель не предполагает точного совпадения калибровочных констант вблизи шкалы M_X .

Расширения СМ с вырожденными вакуумами

- Потенциал взаимодействия хиггсовских полей в СМ может иметь два практически вырожденных минимума.
- Минимум на электрослабой шкале определяется параметром m_H^2 .
- При сверхвысоких энергиях m_H^2 можно пренебречь.
- Предполагая, что λ зависит только от $\phi = \sqrt{H^\dagger H}$, находим, что второй минимум реализуется, если на некоторой шкале Λ

$$\left. \frac{dV_{\text{eff}}(\phi)}{d\phi} \right|_{\phi=\Lambda} \approx (4\lambda(\phi) + \beta_\lambda) \phi^3 \Big|_{\phi=\Lambda} \simeq 0, \quad \beta_\lambda = \frac{d\lambda(\phi)}{d \log \phi}$$

- Первый и второй вакуумы оказываются практически вырожденными при условии, что $\lambda(\Lambda) \simeq \beta_\lambda(\Lambda) \simeq 0$.
- Когда $\Lambda \simeq M_P$, наличие такого второго минимума предполагает, что [C. D. Froggatt, H. B. Nielsen, Phys. Lett. B **368** (1996) 96]

$$M_H = 135 \pm 9 \text{ ГэВ}, \quad M_t = 173 \pm 4 \text{ ГэВ}.$$

- Существование таких вырожденных вакуумов предсказывается *принципом мультикритической точки* [D. L. Bennett, H. B. Nielsen, Int. J. Mod. Phys. A. **9** (1994) 5155].

- Расширения СМ с двумя дублетами Хиггса могут приводить к набору вырожденных вакуумов на шкале Λ , имеющих примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум.
- Набор таких вакуумов возникает в результате спонтанного нарушения приближённой глобальной $U(1)$ симметрии.
- Когда Λ приближается к M_P , существование вырожденных вакуумов предполагает, что $U(1)$ симметрия является почти точной.
- Это приводит к подавлению эффектов связанных с СР нарушением в хиггсовском секторе, а также процессов, которые сопровождаются нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах.
- Потенциал взаимодействия хиггсовских полей в рассматриваемых моделях может быть представлен виде:

$$V_{\text{eff}}(H_1, H_2) = m_1^2(\Phi)H_1^\dagger H_1 + m_2^2(\Phi)H_2^\dagger H_2 - \left[m_3^2(\Phi)H_1^\dagger H_2 + h.c. \right] \\ + \frac{\lambda_1(\Phi)}{2}(H_1^\dagger H_1)^2 + \frac{\lambda_2(\Phi)}{2}(H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_3(\Phi)(H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_2) + \lambda_4(\Phi)|H_1^\dagger H_2|^2, \\ \Phi^2 = \Phi_1^2 + \Phi_2^2, \quad \Phi_n^2 = H_n^\dagger H_n, \quad n = 1, 2.$$

- Ненулевое значение m_3^2 нарушает $U(1)$ симметрию.
- Однако при $\Lambda^2 \gg m_i^2$ такое нарушение является допустимым.
- Набор вырожденных вакуумов на шкале Λ образуется при $\lambda_4(\Lambda) < 0$.
- Когда юкавская константа t кварка h_t много больше всех других юкавских констант, они имеют примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум, если

$$\sqrt{\lambda_1(\Lambda)\lambda_2(\Lambda)} + \lambda_3(\Lambda) + \lambda_4(\Lambda) \simeq 0,$$

$$\lambda_4^2(\Lambda) \simeq \frac{6h_t^4(\Lambda)\lambda_1(\Lambda)}{(\sqrt{\lambda_1(\Lambda)} + \sqrt{\lambda_2(\Lambda)})^2} - 2\lambda_1(\Lambda)\lambda_2(\Lambda) - \frac{3}{8} \left(3g_2^4(\Lambda) + 2g_2^2(\Lambda)g_1^2(\Lambda) + g_1^4(\Lambda) \right).$$

- В окрестности физического вакуума $\langle H_1 \rangle = v_1/\sqrt{2}$ и $\langle H_2 \rangle = v_2/\sqrt{2}$, где $v \simeq \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246 \text{ ГэВ}$ и $\tan \beta = v_2/v_1$.
- Когда $m_3^2 \gg v^2$, все бозоны Хиггса за исключением легчайшего хиггсовского скаляра h_1 приобретают массы $\sim 2m_3^2/\sin 2\beta$.
- При любых $\Lambda \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ масса h_1 варьируется в широком интервале значений, включающем $m_{h_1} \simeq 125 - 126 \text{ ГэВ}$.

- Имплементация принципа мультикритической точки в (N=1) СУГРА моделях предполагает наличие по крайней мере двух вырожденных вакуумов.
- Суперпотенциал "скрытого" сектора простейшей СУГРА модели имеет вид:

$$\hat{W}(z) = m_0(z + \beta)^2.$$

- Здесь используется система единиц, в которой $M_{Pl} \equiv \frac{M_P}{\sqrt{8\pi}} = 1$.
- В древесном приближении при $\beta = \beta_0 = -\sqrt{3} + 2\sqrt{2}$ потенциал взаимодействия скалярных полей "скрытого" сектора является положительно определённым и имеет два минимума.
- Минимум $z^{(2)} = -\beta = -\beta_0$ отвечает стационарной точке суперпотенциала, вблизи которой его значение обращается в ноль и суперсимметрия остаётся ненарушенной.
- В другом минимуме $z^{(1)} = \sqrt{3} - \sqrt{2}$, который можно отождествить с физическим вакуумом, гравитино приобретает массу $m_{3/2} \simeq 1.49 \cdot m_0$ и генерируется набор параметров мягкого нарушения СУСИ.
- В этих минимумах плотность энергии зануляется.

- Во втором вакууме возможно динамическое нарушение локальной СУСИ, которое приводит к положительной и крайне малой плотности энергии.
- Предполагая, что различие в плотностях энергий первого и второго вакуумов пренебрежимо мало, можно оценить величину космологической постоянной ρ_Λ .
- Если во втором вакууме происходит динамическое нарушение СУСИ, то оно может быть обусловлено сильными $SU(3)_C$ взаимодействиями.
- Когда калибровочные константы в первом и втором вакуумах при сверхвысоких энергиях практически совпадают, можно оценить значение шкалы Λ_{SQCD} , где $SU(3)_C$ взаимодействия становятся чрезвычайно сильными в суперсимметричном вакууме

$$\Lambda_{SQCD} = M_S \exp \left[\frac{2\pi}{b_3 \alpha_3^{(2)}(M_S)} \right], \quad \frac{1}{\alpha_3^{(2)}(M_S)} = \frac{1}{\alpha_3^{(1)}(M_Z)} - \frac{\tilde{b}_3}{4\pi} \ln \frac{M_S^2}{M_Z^2},$$

где M_S — шкала, отвечающая массам суперчастиц в физическом вакууме, $\alpha_3^{(1)}(M_Z) \simeq 0.118$, $b_3 = -3$ и $\tilde{b}_3 = -7$.

- В этом случае шкала Λ_{SQCD} главным образом определяется M_S и уменьшается с увеличением M_S .
- Вблизи Λ_{SQCD} юкавская константа t кварка $h_t(q) \sim g_3(q)$, что может привести к образованию кваркового конденсата, который нарушает СУСИ, генерируя положительную плотность энергии во втором вакууме, т.е.

$$\rho_\Lambda \simeq \Lambda_{SQCD}^4.$$

- При $M_S \sim 1 \text{ ТэВ}$ значение $\rho_\Lambda \sim 10^{-100} M_{Pl}^4$.
- Наблюдаемое значение ρ_Λ , которое соответствует $\Lambda_{SQCD} \simeq 10^{-3} \text{ эВ}$, может быть получено при $M_S \simeq 10^3 - 10^4 \text{ ТэВ}$.
- Когда $M_S \sim M_{Pl}$, феноменологически приемлемое значение ρ_Λ можно получить, если во втором вакууме нарушение СУСИ обусловлено образованием конденсата калибрино в "скрытом" секторе, т.е. $\langle \bar{\lambda}_a \lambda_a \rangle \simeq \Lambda_X^3$, при котором

$$\rho_\Lambda \sim \Lambda_X^6 / M_{Pl}^2.$$

- Наблюдаемое значение ρ_Λ отвечает $\Lambda_X \sim \Lambda_{QCD}/10$.

- Нарушение калибровочной симметрии в ТВО может приводить к СУСИ расширениям СМ и моделям составного Хиггса, спектр частиц которых включает хиггсовский бозон с массой 125 ГэВ.
- Данные обобщения СМ предполагают существование новых частиц и взаимодействий, которые могут быть открыты в экспериментах на БАК в ближайшее время.
- В частности, новые экзотические состояния могут быть обнаружены в распадах бозона Хиггса с массой 125 ГэВ.
- Некоторые из новых состояний могут образовывать либо значительную либо большую часть плотности тёмной материи.
- Другие состояния могут играть важную роль в процессе генерации барионной асимметрии Вселенной.