

Теоретические ограничения и ожидания по поискам бозона Хиггса и суперсимметрии на БАК

Артур Семушин

НИЯУ МИФИ

10.11.2021

Базируется на:

1. Статье D.P. Roy «Higgs and SUSY Searches at LHC» 1998 года, <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9803421.pdf>;
2. PDG, <https://pdg.lbl.gov/>

Теоретический обзор: бозон Хиггса в СМ

Открытые к 1998 г. частицы СМ:

- 3 поколения верхних (u, c, t) и нижних (d, s, b) кварков;
- 3 поколения нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) и заряженных лептонов (e, μ, τ);
- калибровочные бозоны (g, W^\pm, Z, γ).

Все эти частицы, кроме нейтрино (в СМ), глюонов и фотона, имеют ненулевую массу. Однако как фермионные, так и бозонные массовые члены нарушают симметрию СМ.

Механизм Хиггса:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - [\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2].$$

Поле Хиггса имеет ненулевое вакуумное среднее (минимум потенциала): $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$. Таким образом, кинетический член данного поля придает необходимые массы калибровочным бозонам.

Хиггсовский дублет: $\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$. 3 степени свободы потребовались для придания поперечных поляризаций трем массивным бозонам.

$M_W = gv/2$, взаимодействие HWW : $g^2 v/2 = gM_W$.

$M_H = v\sqrt{2\lambda}$ — масса физического бозона Хиггса.

Теоретические ограничения на бозон Хиггса СМ

Константа самодействия имеет ультрафиолетовую расходимость.

$$\frac{d\lambda}{d \ln(\mu/M_W)} = \frac{3\lambda^2}{2\pi^2} \Rightarrow \lambda(\mu) = \frac{1}{1/\lambda(M_W) - (3/2\pi^2) \ln(\mu/M_W)}.$$

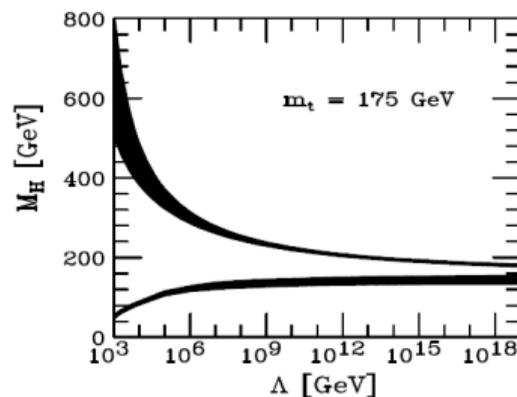
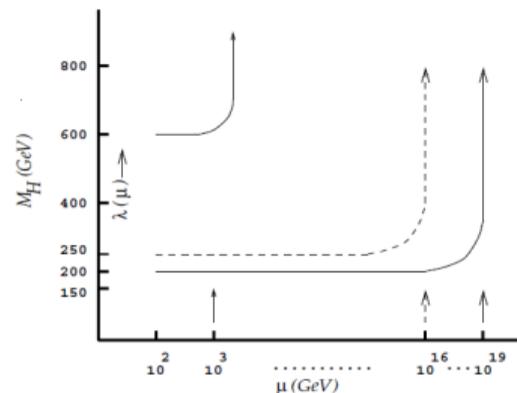
Полюс Ландау: $\mu_\infty = M_W e^{2\pi^2/3\lambda(M_W)}$, $\lambda(M_W) = \frac{g^2}{8} \frac{M_H^2}{M_W^2}$.

Вклад t : $\frac{d\lambda}{d \ln(\mu/M_W)} = \frac{3}{2\pi^2} (\lambda^2 + \lambda h_t^2 - h_t^4)$.

Появился отрицательный вклад в уравнении ренорм-группы \Rightarrow при больших энергиях λ становится отрицательной.

Λ — шкала отсечения — энергия, при которой происходит изменение знака.

Новая физика лишь на масштабе Планка и ТВО способна ограничить массу H диапазоном от 130 ГэВ до 190 ГэВ. Это согласуется с результатами LEP (косвенная оценка из измеренных параметров ЭС модели): $M_H = 115_{-66}^{+116}$ ГэВ, < 420 ГэВ (95% CL).



Стратегии поиска бозона Хиггса CM

Поиски на LEP — процесс Бьеркена:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow HZ^* \rightarrow b\bar{b}(l^+l^-, \nu\bar{\nu}, q\bar{q}).$$

Ограничение ALEPH: $M_H > 88.6$ ГэВ \rightarrow интересная область для поисков на БАК: $M_H > 90$ ГэВ.

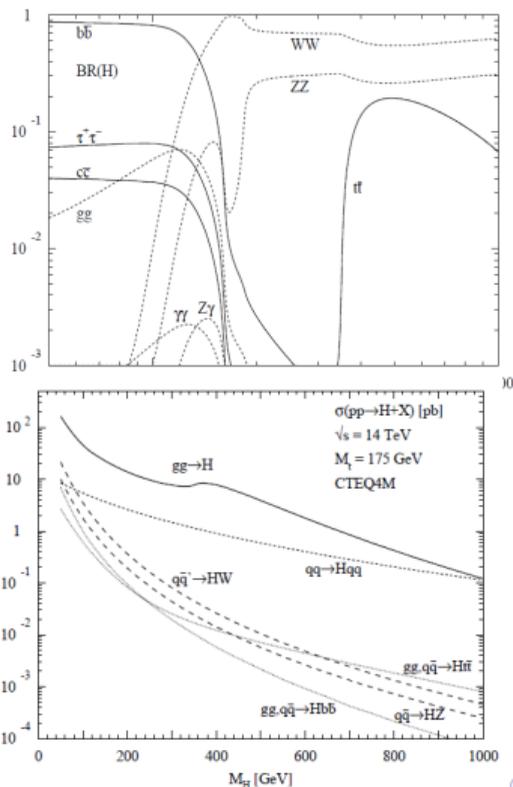
Области BR: $M_H < 160$ ГэВ — доминирует канал $b\bar{b}$, $M_H > 160$ ГэВ — доминируют каналы W^+W^- и ZZ .

Канал $b\bar{b}$ — КХД фон в ~ 1000 раз превышает сигнал.

Канал $\gamma\gamma$ — самый чистый, но $BR \approx 1/1000$. Нужна очень точная калориметрия с точностью измерения энергии и углов до 1%.

Ожидается, что CMS будет работать немного лучше, чем ATLAS: охват масс 90 – 140 ГэВ и 110 – 140 ГэВ соответственно (для 100 fb^{-1}).

Производство H : наибольшее сечение — из gg через треугольную петлю топ-кварков — ~ 10 пб $\Rightarrow \sim 10$ фб для канала $\gamma\gamma \Rightarrow$ ожидается 10^3 сигнальных событий и 10^4 фоновых \Rightarrow значимость $S/\sqrt{B} = 10$.



Теоретический обзор: МССМ

Идея — симметрия между бозонами и фермионами. Для этого пространство-время расширяется до суперпространства путем добавления антикоммутирующих фермионных координат.

У каждой частицы со спином S появляется суперпартнер со спином $|S - 1/2|$, вместе с которым она формирует супермультиплет.

Field Content of the MSSM						
Super-multiplets	Super-field	Bosonic fields	Fermionic partners	SU(3)	SU(2)	U(1)
gluon/gluino	\hat{V}_8	g	\tilde{g}	8	1	0
gauge boson/ gaugino	\hat{V}	W^\pm, W^0	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	1	3	0
	\hat{V}'	B	\tilde{B}	1	1	0
slepton/ lepton	\hat{L}	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L^-)$	$(\nu, e^-)_L$	1	2	-1
	\hat{E}^c	\tilde{e}_R^+	e_L^c	1	1	2
squark/ quark	\hat{Q}	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$(u, d)_L$	3	2	1/3
	\hat{U}^c	\tilde{u}_R^*	u_L^c	$\bar{3}$	1	-4/3
	\hat{D}^c	\tilde{d}_R^*	d_L^c	$\bar{3}$	1	2/3
Higgs/ higgsino	\hat{H}_d	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	1	2	-1
	\hat{H}_u	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	1	2	1

Лагранжиан строится путем добавления всех возможных взаимодействий, сохраняющих инвариантность и не приводящих к расходимостям.

Теоретический обзор: бозоны Хиггса в МССМ

В суперсимметричных теориях недостаточно одного хиггсовского дублета для придания необходимых масс. В МССМ включены два хиггсовских дублета, из которых физических бозонов остается 5: два нейтральных скаляра h и H , псевдоскаляр A , 2 заряженных скаляра H^\pm . На древесном уровне их массы определяются 2 параметрами: отношением вакуумных средних $\tan \beta$ и массой одного бозона, например, псевдоскаляра M_A .

В МССМ решается проблема расходимости массы Хиггса. Взаимодействие бозонов Хиггса как с кварками и лептонами, так и со скварками и слептонами, позволяет взаимно уничтожать петлевые поправки.

В МССМ сохраняется $B - L$.

R -четность: $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$ — сохраняется в МССМ (у «обычных» частиц и суперпартнеров $R = +1$ и $R = -1$ соответственно). Это приводит к существованию стабильной легчайшей суперсимметричной частицы.

Суперпартнер поля Хиггса — поле хиггсино — в процессе нарушения электрослабой симметрии смешивается с гейджино. Образуются 8 физических частиц: 4 нейтралино и 2 пары чарджино.

Теоретические ограничения на бозоны Хиггса МССМ

Аппроксимация радиационных поправок от кварков и скварков

к массе нейтральных скаляров: $\epsilon = \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 M_W^2} \ln \frac{M_t^2}{m_t^2}$.

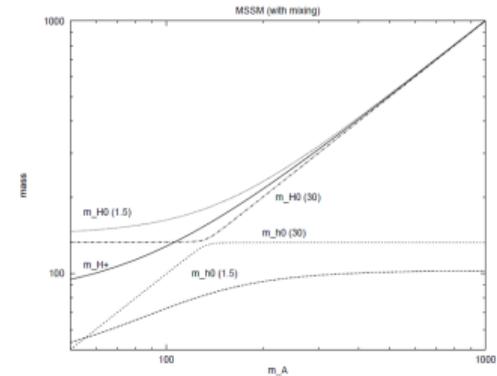
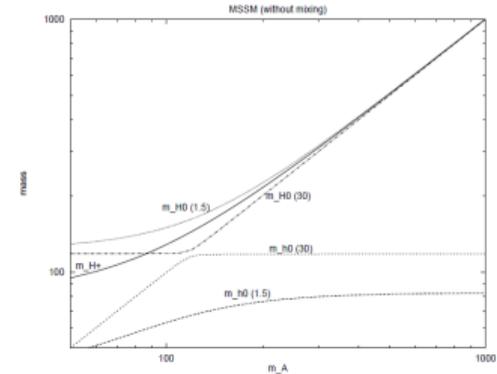
Вклад от смешивания суперпартнеров правого и левого

состояния t -кварка: $\epsilon_{\text{mix}} = \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 M_W^2} \frac{A_t^2}{M_t^2} \left(1 - \frac{A_t^2}{12M_t^2}\right) \leq \frac{9g^2 m_t^4}{8\pi^2 M_W^2}$.

Используя данные параметры, могут быть вычислены массы бозонов Хиггса с учетом перенормировок.

$M_h^2 \rightarrow M_Z^2 \cos^2 2\beta + \epsilon + \epsilon_{\text{mix}}$ — верхнее ограничение на массу одного из нейтральных скаляров.

Таким образом, МССМ содержит минимум 1 бозон Хиггса с массой до 140 ГэВ.



Ожидания по поискам бозонов Хиггса МССМ

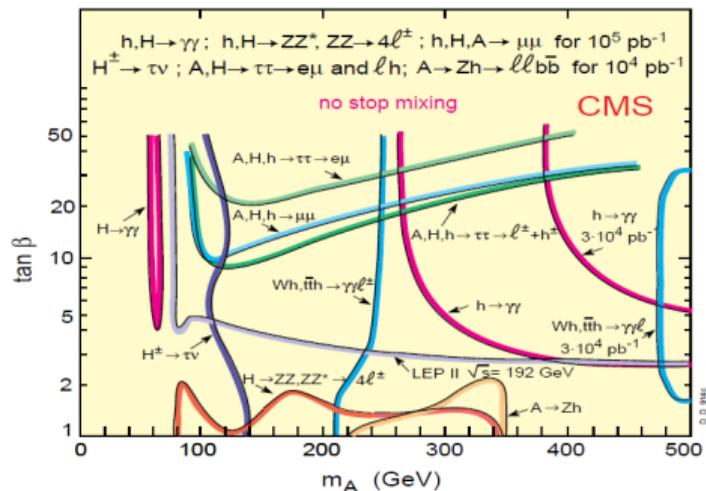
Channel	H_{SM}	h	H	A
$\bar{b}b(\tau^+\tau^-)$	$\frac{gm_b}{2M_W}(m_\tau)$	$\sin \alpha / \cos \beta$ $\rightarrow 1$	$\cos \alpha / \cos \beta$ $\tan \beta$	$\tan \beta$ "
$\bar{t}t$	$g\frac{m_t}{2M_W}$	$\cos \alpha / \sin \beta$ $\rightarrow 1$	$\sin \alpha / \sin \beta$ $\cot \beta$	$\cot \beta$ "
$WW(ZZ)$	$gM_W(M_Z)$	$\sin(\beta - \alpha)$ $\rightarrow 1$	$\cos(\beta - \alpha)$ 0	0 "

В пределе большой M_A взаимодействия h похожи на взаимодействия бозона Хиггса СМ, что приводит к той же стратегии поиска, например, по каналу распада в $\gamma\gamma$. Взаимодействия остальных бозонов подавлены.

Significance contours for SUSY Higgses

Regions of the MSSM parameter space ($m_A, \tan\beta$) explorable through various SUSY Higgs channels

- 5σ significance contours
- two-loop / RGE-improved radiative corrections
- $m_{top} = 175$ GeV, $m_{SUSY} = 1$ TeV



Ожидания по поискам частиц-суперпартнеров

Explorable domain of m_0 $m_{1/2}$ parameter space
with 100 fb^{-1} in \tilde{q}, \tilde{g} searches
in n leptons + $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 2$ jets final states

SUGRA - MSSM, $\tan \beta > 2$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$
 5σ contours

