



*Температурная эволюция
потенциала Хиггса МССМ*

Михаил Долгополов
(Самарский государственный университет)

М. Дубинин (НИИЯФ МГУ)
Э. Рыкова (СамГУ)

Физика фундаментальных взаимодействий,
Протвино, 22-25 декабря 2008

ПЛАН

- Введение
 - Эфф. потенциал ДвухДублетной Модели
 - Температурный эфф. потенциал ДДМ
 - Заключение
-

Введение

- **Проблемы СМ:**
 - Фазовый переход первого рода требует $m_h < 50$ ГэВ
 - Необходимость новых источников CP -нарушения

- **Минимальная суперсимметричная стандартная модель:**
 - Фазовый переход первого рода возможен при $m_{\tilde{t}_R} < 160$ GeV
 - Новые источники CP -нарушения

СИСТЕМА ПОЛЕЙ

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+(x) \\ \phi_1^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\omega_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \eta_1 + i\chi_1) \end{pmatrix},$$

$$\Phi_2 = e^{i\xi} \begin{pmatrix} \phi_2^+(x) \\ \phi_2^0(x) \end{pmatrix} = e^{i\xi} \begin{pmatrix} -i\omega_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 e^{i\zeta} + \eta_2 + i\chi_2) \end{pmatrix}$$

с ненулевыми вакуумными ожиданиями

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{e^{i\xi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\zeta} \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}.$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ ГэВ})^2.$$

ЭФФЕКТИВНЫЙ ДВУХДУБЛЕТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

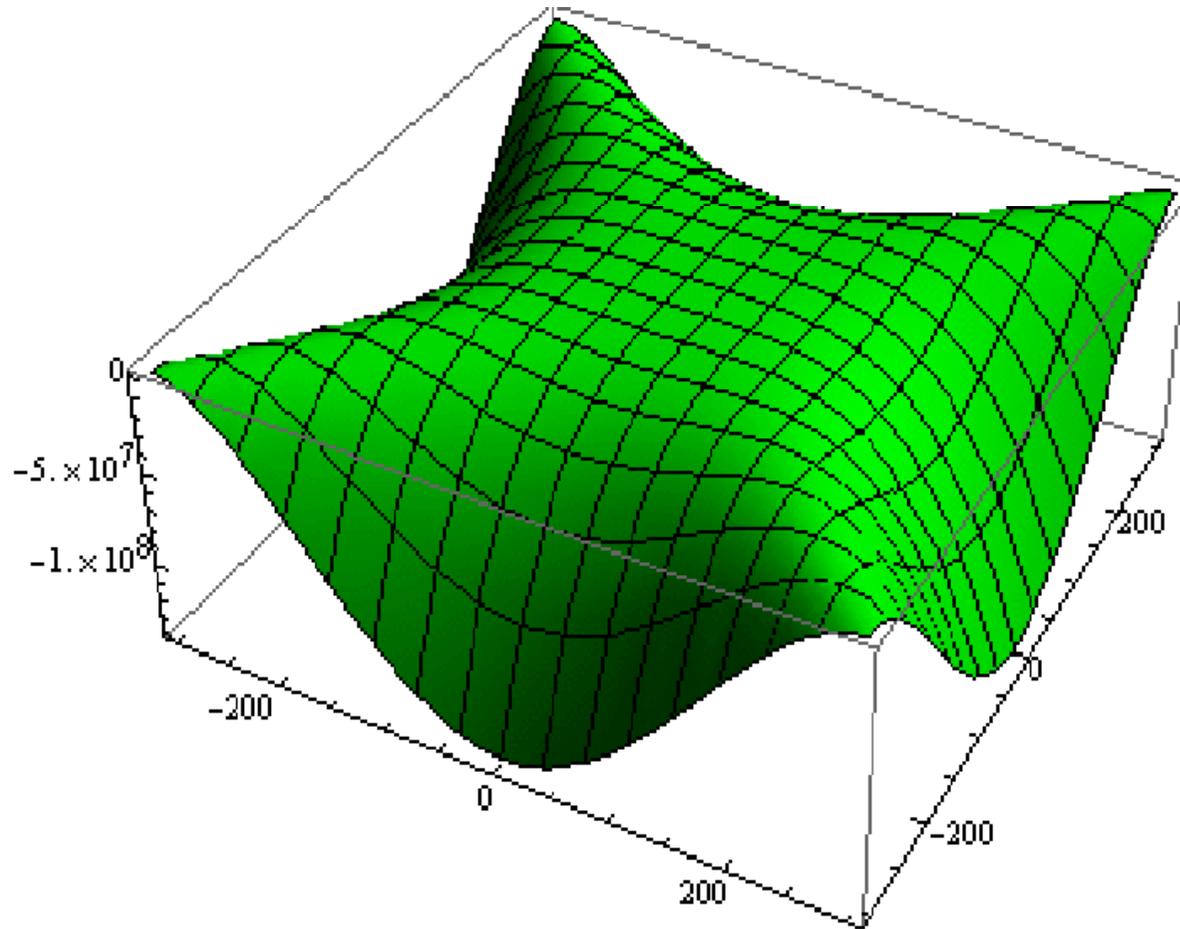
Наиболее общая эрмитова форма перенормируемого $SU(2) \times U(1)$ -инвариантного потенциала

$$\begin{aligned}
 U(\Phi_1, \Phi_2) = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^{*2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \frac{\lambda_5}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \frac{\lambda_5^*}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_6^*(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_7^*(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Phi_1^\dagger\Phi_2 & \xrightarrow{CP} \Phi_2^\dagger\Phi_1 \\
 \lambda_{5,6,7} & \xrightarrow{CP} \lambda_{5,6,7}^*
 \end{aligned}$$



Эффективный потенциал $U(v_1, v_2)$ при нулевой температуре на масштабе M_{susy}



СКАЛЯРНЫЙ СЕКТОР МССМ

Суперсимметричный скалярный потенциал взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением суперпартнеров кварков:

$$\mathcal{V}^0 = \mathcal{V}_M + \mathcal{V}_\Gamma + \mathcal{V}_\Lambda + \mathcal{V}_{\tilde{Q}},$$

$$\mathcal{V}_M = (-1)^{i+j} m_{ij}^2 \Phi_i^\dagger \Phi_j + M_{\tilde{Q}}^2 (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) + M_{\tilde{U}}^2 \tilde{U}^* \tilde{U} + M_{\tilde{D}}^2 \tilde{D}^* \tilde{D},$$

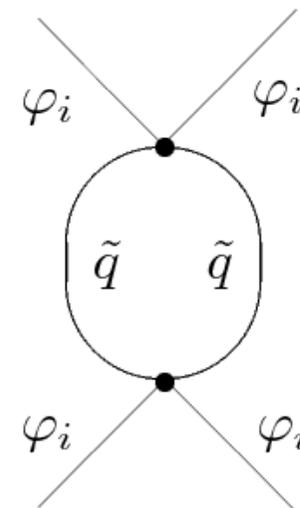
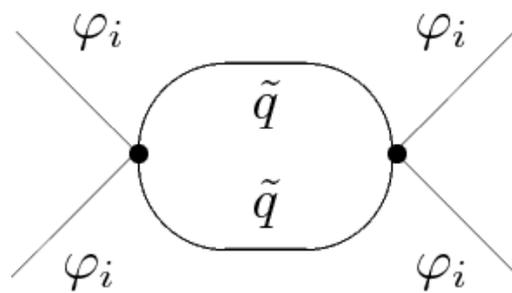
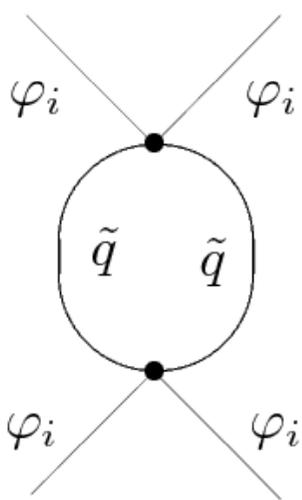
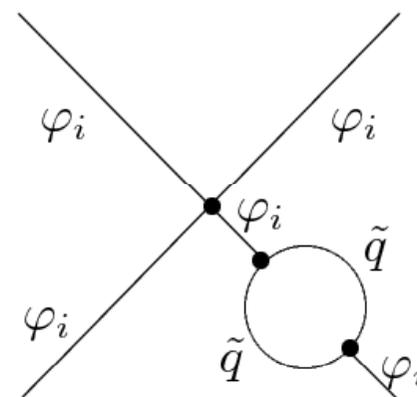
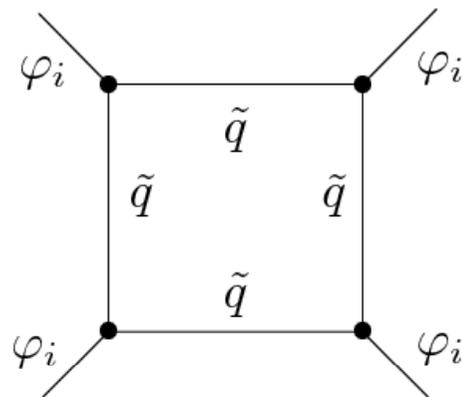
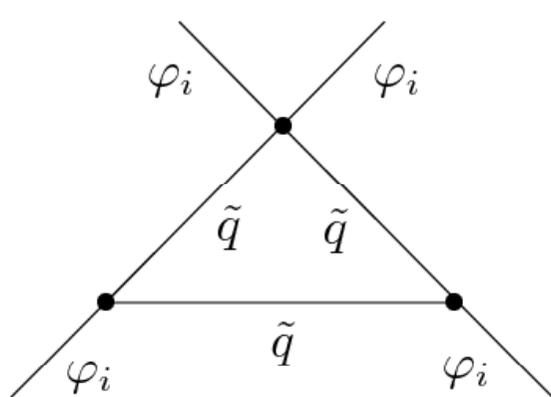
$$\mathcal{V}_\Gamma = \Gamma_i^D (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) \tilde{D} + \Gamma_i^U (i \Phi_i^T \sigma_2 \tilde{Q}) \tilde{U} + \Gamma_i^{*D} (\tilde{Q}^\dagger \Phi_i) \tilde{D}^* - \Gamma_i^{*U} (i \tilde{Q}^\dagger \sigma_2 \Phi_i^*) \tilde{U}^*$$

$$\mathcal{V}_\Lambda = \Lambda_{ik}^{jl} (\Phi_i^\dagger \Phi_j) (\Phi_k^\dagger \Phi_l) + (\Phi_i^\dagger \Phi_j) \left[\Lambda_{ij}^Q (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) + \Lambda_{ij}^U \tilde{U}^* \tilde{U} + \Lambda_{ij}^D \tilde{D}^* \tilde{D} \right] +$$

$$+ \bar{\Lambda}_{ij}^Q (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) (\tilde{Q}^\dagger \Phi_j) + \frac{1}{2} \left[\Lambda \epsilon_{ij} (i \Phi_i^T \sigma_2 \Phi_j) \tilde{D}^* \tilde{U} + \text{э.с.} \right], \quad i, j, k, l = 1, 2$$

$$\Gamma_{\{1; 2\}}^U = h_U \{-\mu^*; A_U\}, \quad \Gamma_{\{1; 2\}}^D = h_D \{A_D; -\mu^*\}$$

Поправки к параметрам потенциала Хиггса МССМ, разные массовые параметры скалярных кварков



Метод интегрирования и суммирования

В конечнотемпературной квантовой теории поля в формализме мнимого времени диаграммы Фейнмана с бозонными пропагаторами представляются в виде графов, в которых пропагаторы содержат частоты Мацубара,

$$\omega_n = 2\pi nT \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

T – температура.

Применение этих правил приводит к вычислению объектов следующего вида

$$I[m_1, m_2, \dots, m_b] = T \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \prod_{j=1}^b \frac{(-1)^b}{(\mathbf{k}^2 + \omega_n^2 + m_j^2)},$$

Метод интегрирования и суммирования

При $n \neq 0$ получается,

$$I[m_1, m_2, \dots, m_b] = 2T (2\pi T)^{3-2b} \frac{(-1)^b \pi^{3/2}}{(2\pi)^3} \frac{\Gamma(b - 3/2)}{\Gamma(b)} S(M, b - 3/2),$$

где

$$S(M, b - 3/2) = \int \{dx\} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(n^2 + M^2)^{b-3/2}}, \quad M^2 \equiv \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^2.$$

Вывод основного интеграла (с двумя пропагаторами) через обобщенную дзета-функцию Гурвица

Учитывая, что $d\mathbf{k} = (2\pi T)^3 d\mathbf{p}$, получаем

$$I' = \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} J = \frac{1}{2\pi T} \int_0^1 dx \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{[\mathbf{p}^2 + n^2 + M^2]^2},$$

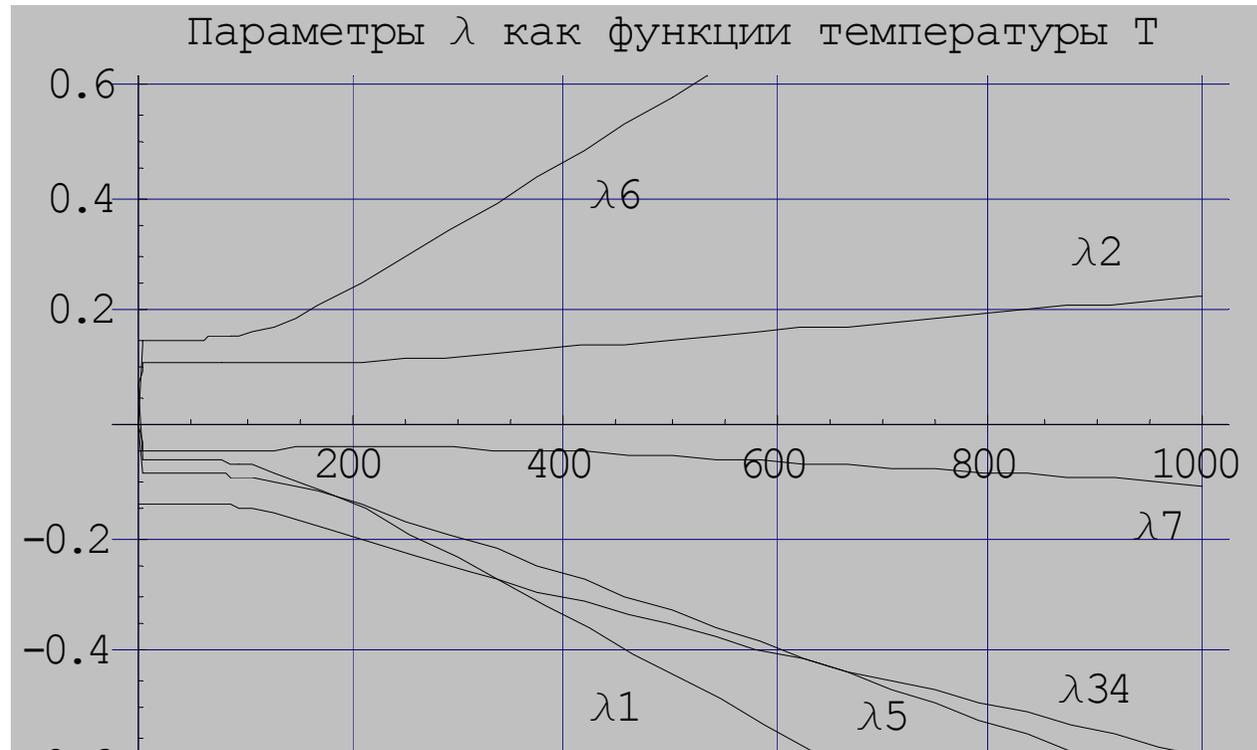
Далее, используя размерную регуляризацию или же, с умножением на соответствующие нормировочные множители, дифференцируя интеграл с одним пропагатором по параметру t , можно привести выражение к виду

$$I' = \frac{1}{16\pi^2 T} \int_0^1 dx \zeta\left(2, \frac{1}{2}, M^2\right),$$

где использована обобщенная ζ -функция Гурвица

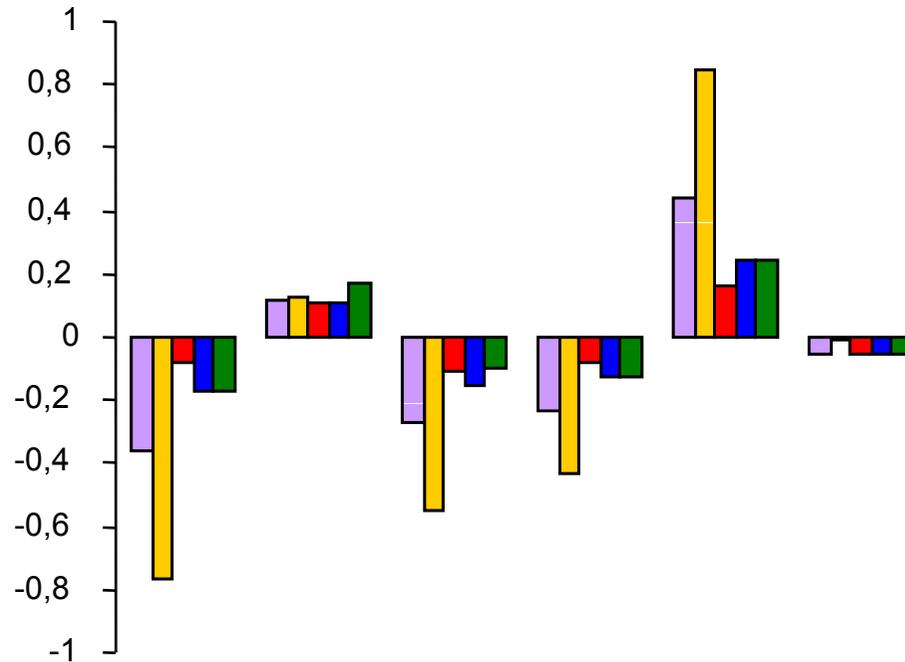
$$\zeta(u, s, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{[n^u + t]^s}.$$

Поправки к параметрам потенциала Хиггса МССМ при конечной температуре, разные массы



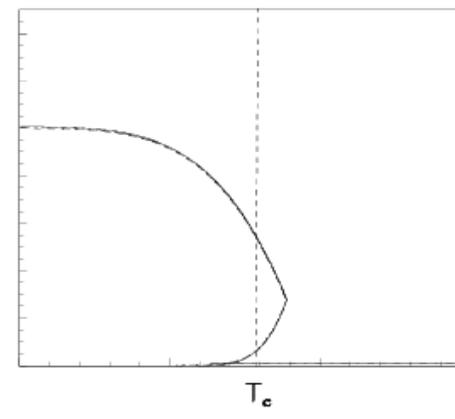
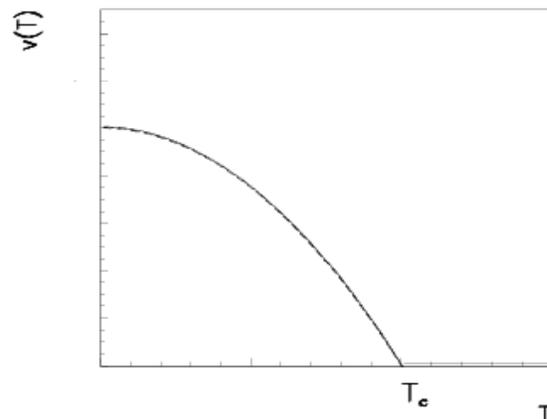
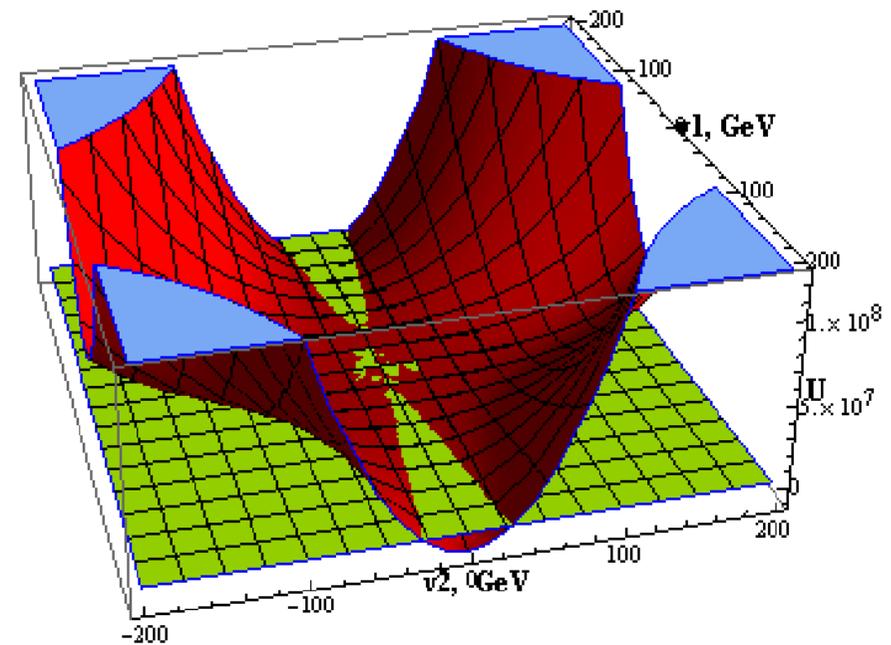
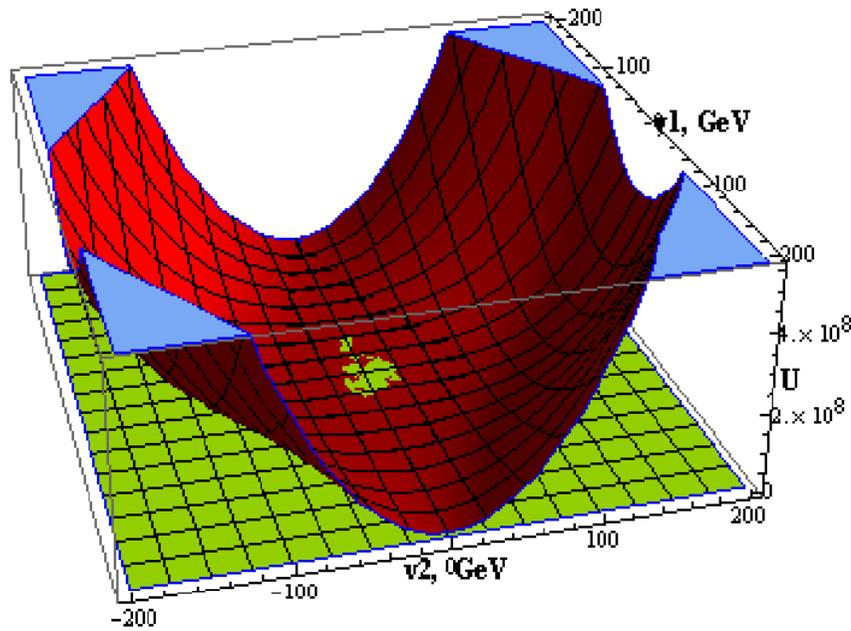
. Значения фиксируемых параметров: $m_Z = 91.19$ ГэВ, $m_b = 3$ ГэВ, $m_t = 175$ ГэВ, $m_W = 79.96$ ГэВ, $g_2 = 0.6517$, $g_1 = 0.3573$, $v = 245.4$ ГэВ, $G_F = 1.174 \times 10^{-5}$ ГэВ⁻², $\alpha_S(m_t) = 0.1072$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, $\sigma = m_t$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A = 1000$ ГэВ, $|\mu| = 2000$ ГэВ, $\varphi \equiv \arg(\mu A_{t,b}) = 0$. β — То же, что на рис. a , но в случае невырожденных массовых параметров скалярных кварков: $M_Q = 500$ ГэВ, $m_{\tilde{\tau}} = 800$ ГэВ, $m_{\tilde{b}} = 200$ ГэВ и $\mu = 200$ ГэВ, $A = X_t + \mu / \text{tg} \beta$ при $X_t = 700$ ГэВ

Эволюция параметров потенциала. Сравнение результатов

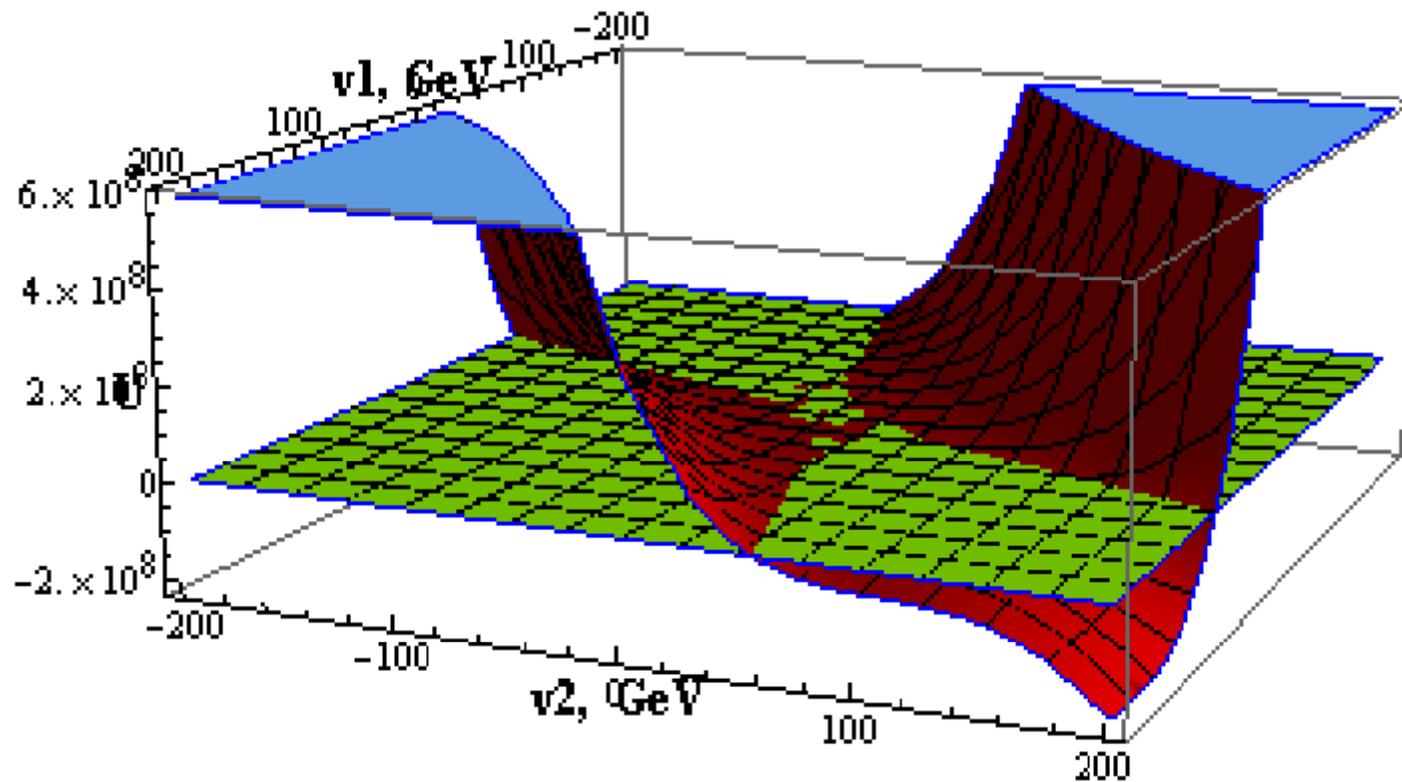


- Msusy=500GeV, T=0.
- Msusy=500GeV, T=200GeV.
- mQ=500GeV, mU=800 GeV, mD=200GeV, T=0.
- mQ=500GeV, mU=800 GeV, mD=200GeV, T=200GeV.
- mQ=500GeV, mU=800 GeV, mD=200GeV, T=200GeV, Log

Эффективный потенциал $U(v_1, v_2)$ при критической температуре $T=120$ ГэВ, нулевые λ_6, λ_7



Эффективный потенциал $U(v_1, v_2)$ при критической температуре $T=120$ ГэВ и ненулевых λ_6, λ_7



Эффективный потенциал при конечной температуре

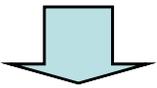
$$v_1(T) = v(T) \cos \bar{\beta}(T), \quad v_2(T) = v(T) \sin \bar{\beta}(T)$$

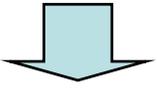
Массовый член эффективного потенциала

$$U_{mass}(v, \bar{\beta}) = -\frac{v^2}{2} (\mu_1^2 \cos^2 \bar{\beta} + \mu_2^2 \sin^2 \bar{\beta}) - \frac{v^2}{2} \mu_{12}^2 \sin 2\bar{\beta}$$

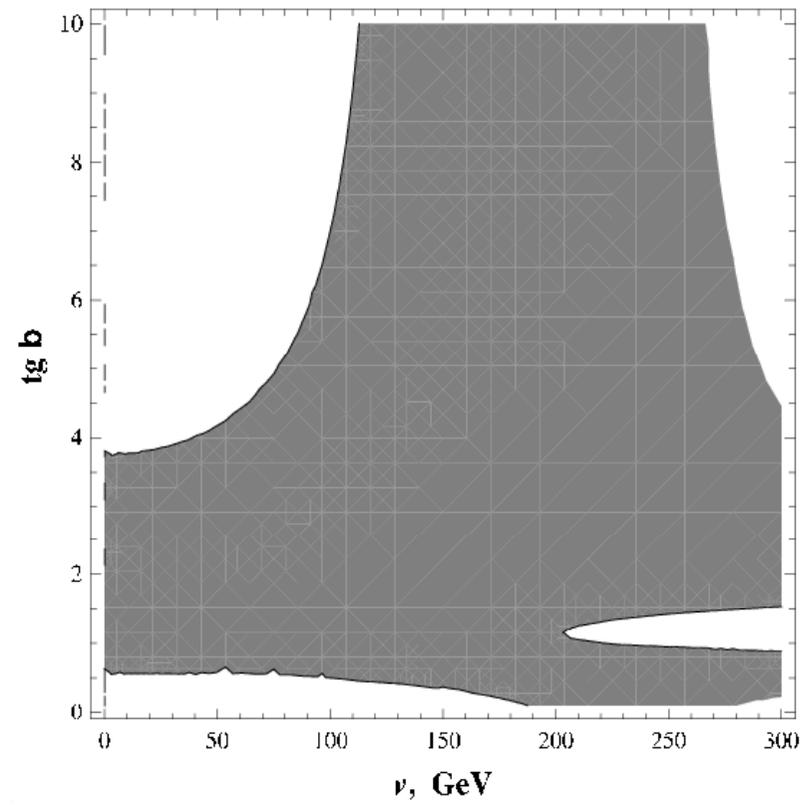
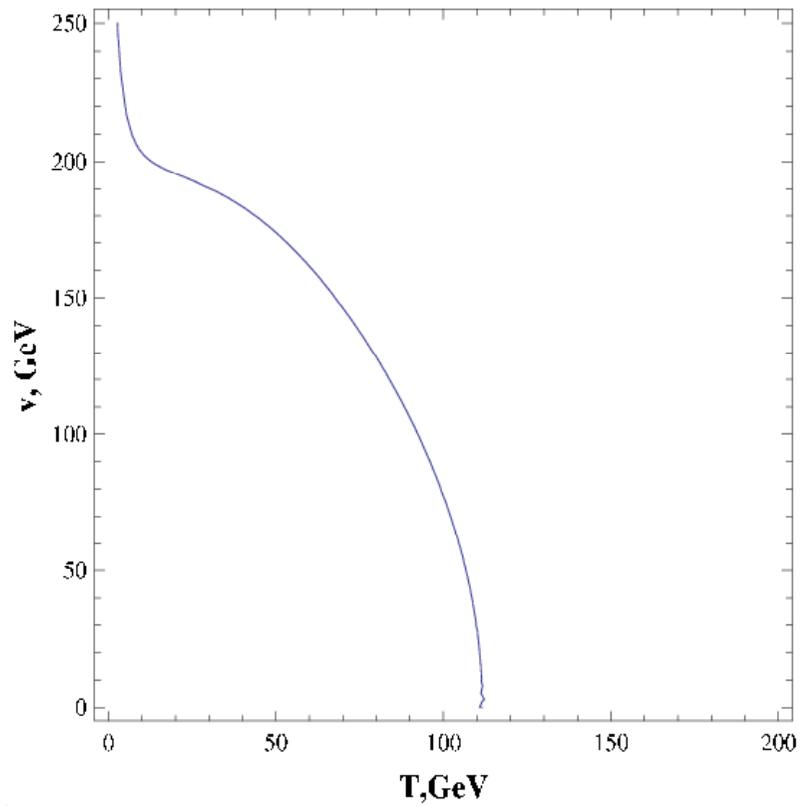
Определение критической температуры

$$\frac{\partial U_{mass}}{\partial v} = 0 \quad 1/v \frac{\partial U_{mass}}{\partial \bar{\beta}} = 0$$


$$\operatorname{tg} 2\bar{\beta} = \frac{2\mu_{12}^2}{\mu_1^2 - \mu_2^2}, \quad (\mu_1^2 \mu_2^2 - \mu_{12}^4) [(\mu_1^2 - \mu_2^2)^2 + 4\mu_{12}^4] = 0$$


$$\mu_1^2 \mu_2^2 = \mu_{12}^4$$

Ограничения на параметры модели

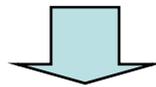


Эффективный потенциал при конечной температуре и ненулевых λ_6, λ_7

$$\operatorname{tg} 2\bar{\beta} = \operatorname{tg} 2\beta \frac{1}{\left(\frac{v^2}{2m_A^2} - \alpha_1\right)} \frac{1}{\frac{2\lambda_1 \cos^2 \beta - 2\lambda_2 \sin^2 \beta}{\cos 2\beta} - \lambda_{345} + \frac{2m_A^2}{v^2} + \alpha_2}$$

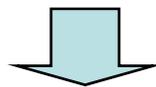
$$\alpha_1 = \frac{\lambda_5}{2} + \frac{1}{4}(\lambda_6 \operatorname{ctg} \beta + \lambda_7 \operatorname{tg} \beta),$$

$$\alpha_2 = \lambda_6(\operatorname{tg} 2\beta - \operatorname{ctg} \beta) - \lambda_7(\operatorname{tg} \beta + \operatorname{tg} 2\beta).$$



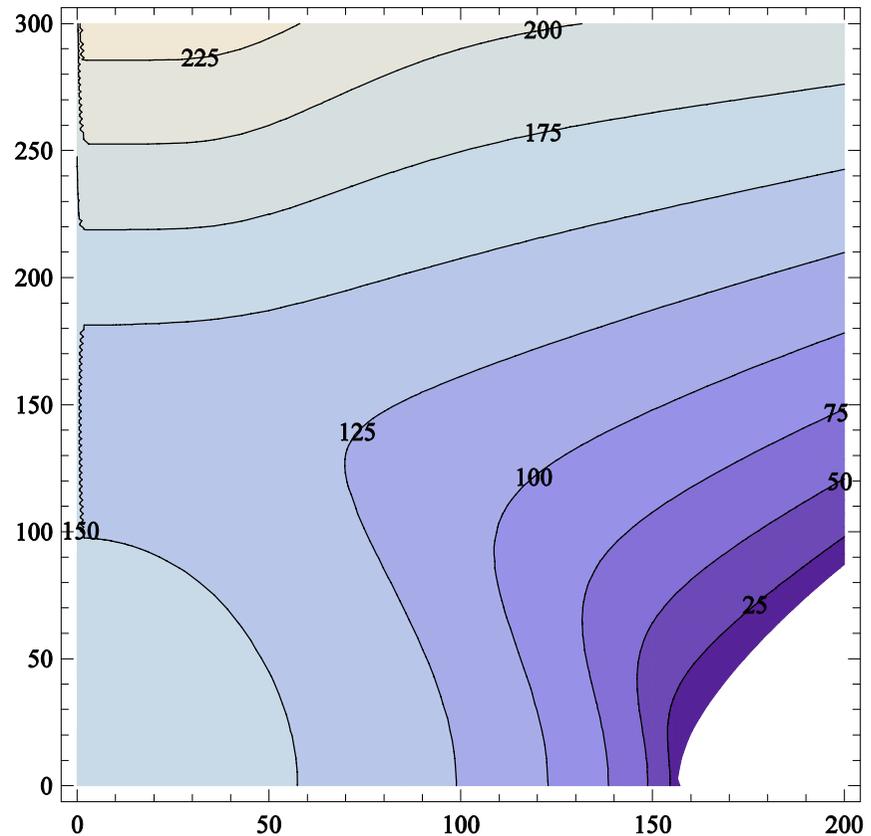
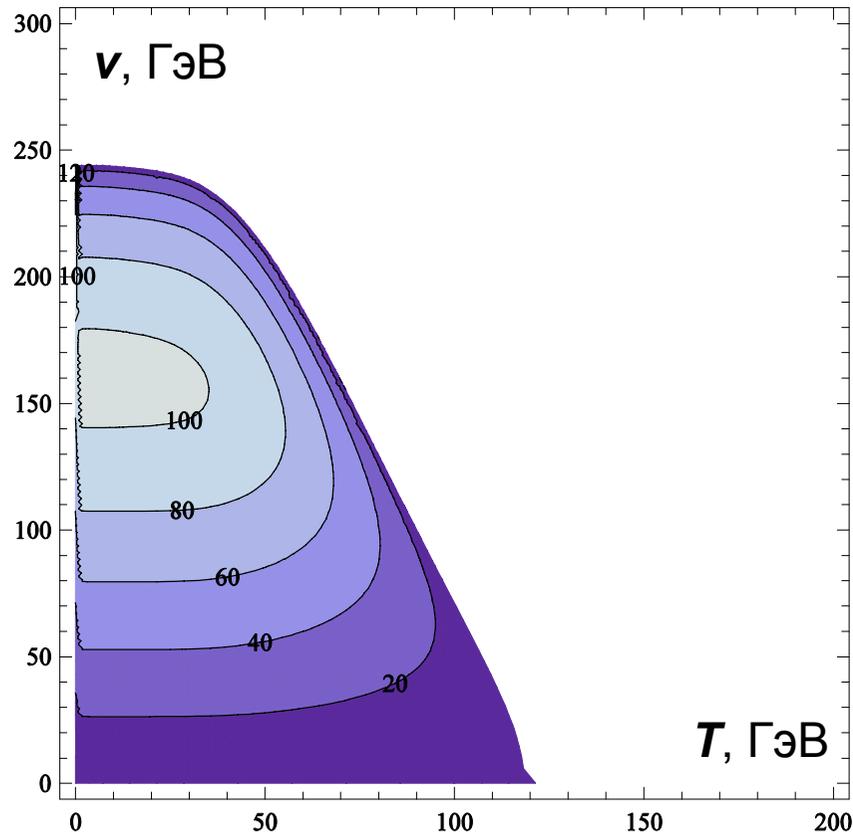
$$-\frac{m_A^2}{v^2}(2\lambda_5 + \lambda_6 \operatorname{ctg} \beta + \lambda_7 \operatorname{tg} \beta) +$$

$$+ \frac{v^2}{m_A^2} \left[\frac{2\lambda_1 - 2\lambda_2 \operatorname{tg}^2 \beta + \lambda_6(3\operatorname{tg} \beta - \operatorname{ctg} \beta) + \lambda_7(\operatorname{tg}^3 \beta - 3\operatorname{tg} \beta)}{1 - \operatorname{tg}^2 \beta} - \lambda_{345} \right] = 0.$$



$$\lambda_1 (2\lambda_2 - \lambda_{345})^2 + \lambda_2 (2\lambda_1 - \lambda_{345})^2 + \lambda_{345} (2\lambda_1 - \lambda_{345})(2\lambda_2 - \lambda_{345}) = 0$$

Массы бозонов Хиггса

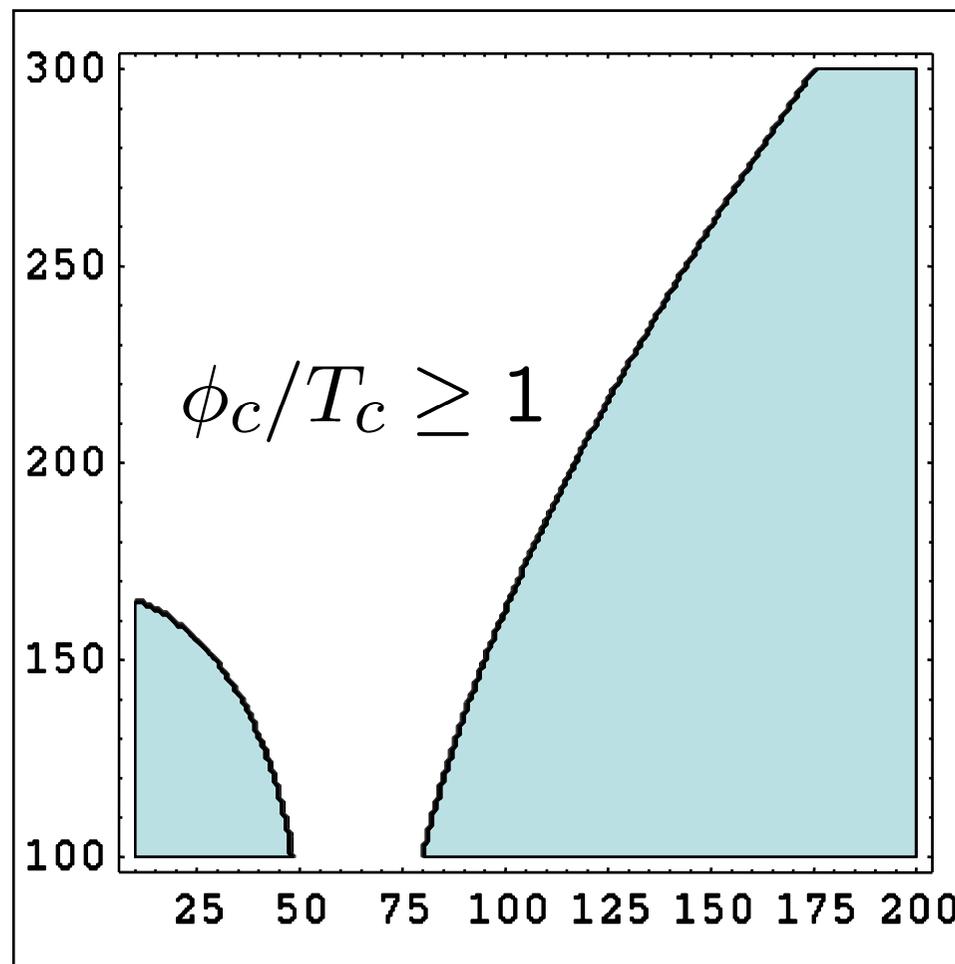


$\tan\beta = 5$, $m_{H^\pm} = 180$ GeV, $A_{t,b} = 1200$ GeV, $\mu = 500$ GeV.

m_h и m_H в ДДМ

[ЯФ'09, том 72, №1, с. 175–180]

m_H , GeV



LEP



$m_h > 114.4$ GeV

Заключение

1. ЭСФП первого рода \Leftrightarrow легкий бозон
2. CP -нарушение

СМ Легкий бозон, $m_h < 50$ ГэВ, LEP: $m_{h_{SM}} > 114$ ГэВ

CP -нарушение в матрице СКМ **слишком мало** для генерирования достаточного барионного числа

МССМ Легкий скалярный t -скварк

Ограничение на легчайший бозон Хиггса **сужает** возможное пространство параметров

CP -нарушение в членах мягкого нарушения суперсимметрии Если CP -нарушение в скалярном секторе большое, то ЭСФП I рода **подавлен**.

ДДМ Сильный ЭСФП I рода $V_{эфф}(\varphi, T)$

Большие петлевые поправки к константам самодействия (в зависимости от CP -фазы)

НМССМ Легкий бозон Хиггса за счет малой константы g_{h1zz}

Неисчезающая CP -фаза даже в древесном хиггсовском потенциале

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!!!



Поправки к параметрам потенциала Хиггса МССМ, разные массовые параметры скалярных кварков

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_1 = & 3h_t^4|\mu|^4 I_2[m_Q, m_t] + 3h_b^4|A|^4 I_2[m_Q, m_b] + \\ & + h_t^2|\mu|^2 \left(\frac{g_1^2 - 3g_2^2}{2} I_1[m_Q, m_t] + 2g_1^2 I_1[m_t, m_Q] \right) + \\ & + h_b^2|A|^2 \left(\frac{12h_b^2 - g_1^2 - 3g_2^2}{2} I_1[m_Q, m_b] + (6h_b^2 - g_1^2) I_1[m_b, m_Q] \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_2 = & 3h_t^4|A|^4 I_2[m_Q, m_t] + 3h_b^4|\mu|^4 I_2[m_Q, m_b] + \\ & + h_b^2|\mu|^2 \left(\frac{g_1^2 + 3g_2^2}{2} I_1[m_Q, m_b] + g_1^2 I_1[m_b, m_Q] \right) + \\ & + h_t^2|A|^2 \left(\frac{12h_t^2 + g_1^2 - 3g_2^2}{2} I_1[m_Q, m_t] + (6h_t^2 - 2g_1^2) I_1[m_t, m_Q] \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4 = & 6h_t^4|\mu|^2|A|^2 I_2[m_Q, m_t] + 6h_b^4|\mu|^2|A|^2 I_2[m_Q, m_b] + \\ & + h_t^2 \left((|\mu|^2 \frac{12h_t^2 + g_1^2 - 3g_2^2}{4} - |A|^2 \frac{g_1^2 - 3g_2^2}{4}) I_1[m_Q, m_t] + \right. \\ & \left. + (|A|^2 g_1^2 - |\mu|^2 (g_1^2 - 3h_t^2)) I_1[m_t, m_Q] \right) + \\ & + h_b^2 \left((|\mu|^2 \frac{-12h_t^2 + g_1^2 + 3g_2^2}{4} - |A|^2 \frac{g_1^2 + 3g_2^2}{4}) I_1[m_Q, m_b] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} (|A|^2 g_1^2 - |\mu|^2 (g_1^2 - 6h_b^2)) I_1[m_b, m_Q] \right)\end{aligned}$$

Поправки к параметрам потенциала Хиггса МССМ, разные массовые параметры скалярных кварков

$$\Delta\lambda_5 = 3h_t^4\mu^2 A^2 I_2[m_Q, m_t] + 3h_b^4\mu^2 A^2 I_2[m_Q, m_b]$$

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_6 = & -3h_t^4\mu A|\mu|^2 I_2[m_Q, m_t] - 3h_b^4\mu A|A|^2 I_2[m_Q, m_b] + \\ & + h_t^2\mu A\left(\frac{g_1^2 - 3g_2^2}{4} I_1[m_Q, m_t] - g_1^2 I_1[m_t, m_Q]\right) + \\ & + h_b^2\mu A\left(\frac{-12h_b^2 + g_1^2 + 3g_2^2}{4} I_1[m_Q, m_b] - \frac{6h_b^2 - g_1^2}{2} I_1[m_b, m_Q]\right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_7 = & -3h_t^4\mu A|A|^2 I_2[m_Q, m_t] - 3h_b^4\mu A|\mu|^2 I_2[m_Q, m_b] + \\ & + h_b^2\mu A\left(-\frac{g_1^2 + 3g_2^2}{4} I_1[m_Q, m_b] - \frac{g_1^2}{2} I_1[m_b, m_Q]\right) + \\ & + h_t^2\mu A\left(\frac{12h_t^2 + g_1^2 - 3g_2^2}{4} I_1[m_Q, m_t] - (3h_t^2 - g_1^2) I_1[m_t, m_Q]\right)\end{aligned}$$

Поправки к параметрам потенциала Хиггса МССМ (диаграммы «рыбы»), разные массовые параметры скалярных кварков

$$-\Delta\lambda_1^f = \left[h_b^2 - \frac{g_1^2}{6} \right]^2 (I(m_Q) + I(m_D)) + \frac{g_1^4}{9} I(m_U),$$

$$-\Delta\lambda_2^f = \left[h_t^2 + \frac{g_1^2}{6} \right]^2 I(m_Q) + \left[h_t^2 - \frac{g_1^2}{3} \right]^2 I(m_U) + \frac{g_1^4}{36} I(m_D),$$

$$\begin{aligned} -(\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4)^f &= \frac{1}{72} \left(-g_1^4 + 6(h_b^2 - h_t^2)g_1^2 - 9(g_2^4 - 2(h_b^2 + h_t^2)g_2^2) \right) I(m_Q) + \\ &+ \frac{g_1^2}{3} \left(h_t^2 - \frac{g_1^2}{3} \right) I(m_U) + \frac{g_1^2}{6} \left(h_b^2 - \frac{g_1^2}{6} \right) I(m_D), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\Delta\lambda_3^f &= \frac{1}{72} \left(-g_1^4 + 6(h_b^2 - h_t^2)g_1^2 + 9 \left(g_2^4 - 2(h_b^2 + h_t^2)g_2^2 + 8h_b^2h_t^2 \right) \right) I(m_Q) + \\ &+ \frac{g_1^2}{3} \left(h_t^2 - \frac{g_1^2}{3} \right) I(m_U) + \frac{g_1^2}{6} \left(h_b^2 - \frac{g_1^2}{6} \right) I(m_D) + h_t^2h_b^2 I(m_U, m_D). \end{aligned}$$

$$-\Delta\lambda_4^f = \left(h_b^2 - \frac{g_2^2}{2} \right) \left(\frac{g_2^2}{2} - h_t^2 \right) I(m_Q) - h_t^2h_b^2 I(m_U, m_D).$$

$$J(m_I) = \frac{1}{8\pi m_I}, \quad J(m_U, m_D) = \frac{1}{4\pi(m_U + m_D)}.$$

Поправки к параметрам потенциала Хиггса МССМ (логарифмические), разные массовые параметры скалярных кварков

$$\Delta\lambda_1^{log} = -\frac{1}{384\pi^2} \left(11g_1^4 - 36h_b^2g_1^2 + 9 \left(g_2^4 - 4h_b^2g_2^2 + 16h_b^4 \right) \right) \ln \left(\frac{m_Q m_U}{m_t^2} \right),$$

$$\Delta\lambda_2^{log} = -\frac{1}{1536\pi^2} \left(44g_1^4 - 144h_t^2g_1^2 + 36g_2^4 + 576h_t^4 - 144g_2^2h_t^2 \right) \ln \left(\frac{m_Q m_U}{m_t^2} \right),$$

$$\Delta\lambda_3^{log} = -\frac{1}{384\pi^2} \left(-11g_1^4 + 18 \left(h_b^2 + h_t^2 \right) g_1^2 + \right. \\ \left. + 9 \left(g_2^4 - 2 \left(h_b^2 + h_t^2 \right) g_2^2 + 16h_b^2h_t^2 \right) \right) \ln \left(\frac{m_Q m_U}{m_t^2} \right),$$

$$\Delta\lambda_4^{log} = \frac{3}{64\pi^2} \left(g_2^4 - 2 \left(h_b^2 + h_t^2 \right) g_2^2 + 8h_b^2h_t^2 \right) \ln \left(\frac{m_Q m_U}{m_t^2} \right).$$

Поправки к параметрам потенциала Хиггса МССМ (перенормировка поля), разные массовые параметры скалярных кварков

$$\Delta \lambda_1^{\text{wfr}} = \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)A'_{11}, \quad \Delta \lambda_2^{\text{wfr}} = \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)A'_{22},$$

$$\Delta \lambda_3^{\text{wfr}} = -\frac{1}{4}(g_1^2 - g_2^2)(A'_{11} + A'_{22}), \quad \Delta \lambda_4^{\text{wfr}} = -\frac{1}{2}g_2^2(A'_{11} + A'_{22}), \quad \Delta \lambda_5^{\text{wfr}} = 0,$$

$$\Delta \lambda_6^{\text{wfr}} = \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2)(A'_{12} - A'_{21}^*) = 0, \quad \Delta \lambda_7^{\text{wfr}} = \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2)(A'_{21} - A'_{12}^*) = 0.$$

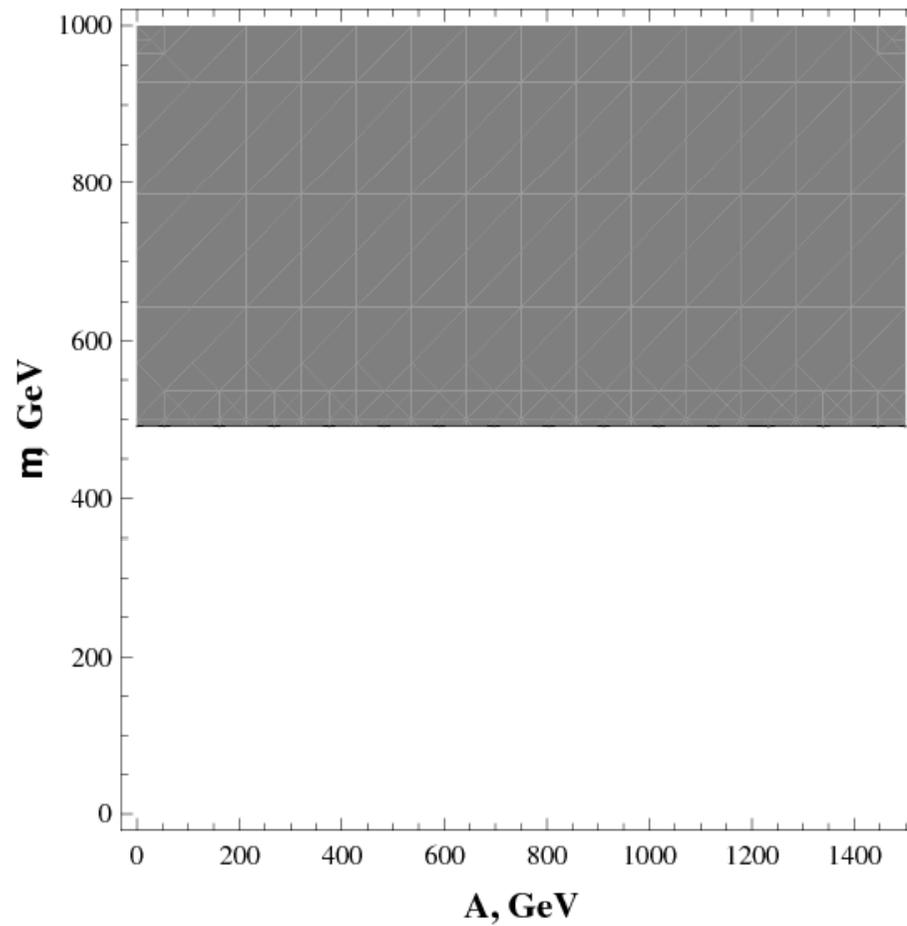
$$A'_{ij} = \left\{ \frac{2 \cdot 3h_U^2}{24\pi} F(m_Q^2, m_U^2, T) \begin{bmatrix} |\mu|^2 & -\mu^* A_U^* \\ -\mu A_U & |A_U|^2 \end{bmatrix} + \right. \\ \left. + (U \longrightarrow D, A \longleftrightarrow \mu) \right\} \left(1 - \frac{1}{2}l\right)$$

$$F(m_1^2, m_2^2, T) = T \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(\sqrt{m_1^2 + (2\pi nT)^2} + \sqrt{m_2^2 + (2\pi nT)^2})^3} =$$

$$= \frac{T}{(m_1 + m_2)^3} + 2T \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{(\sqrt{m_1^2 + (2\pi nT)^2} + \sqrt{m_2^2 + (2\pi nT)^2})^3}.$$

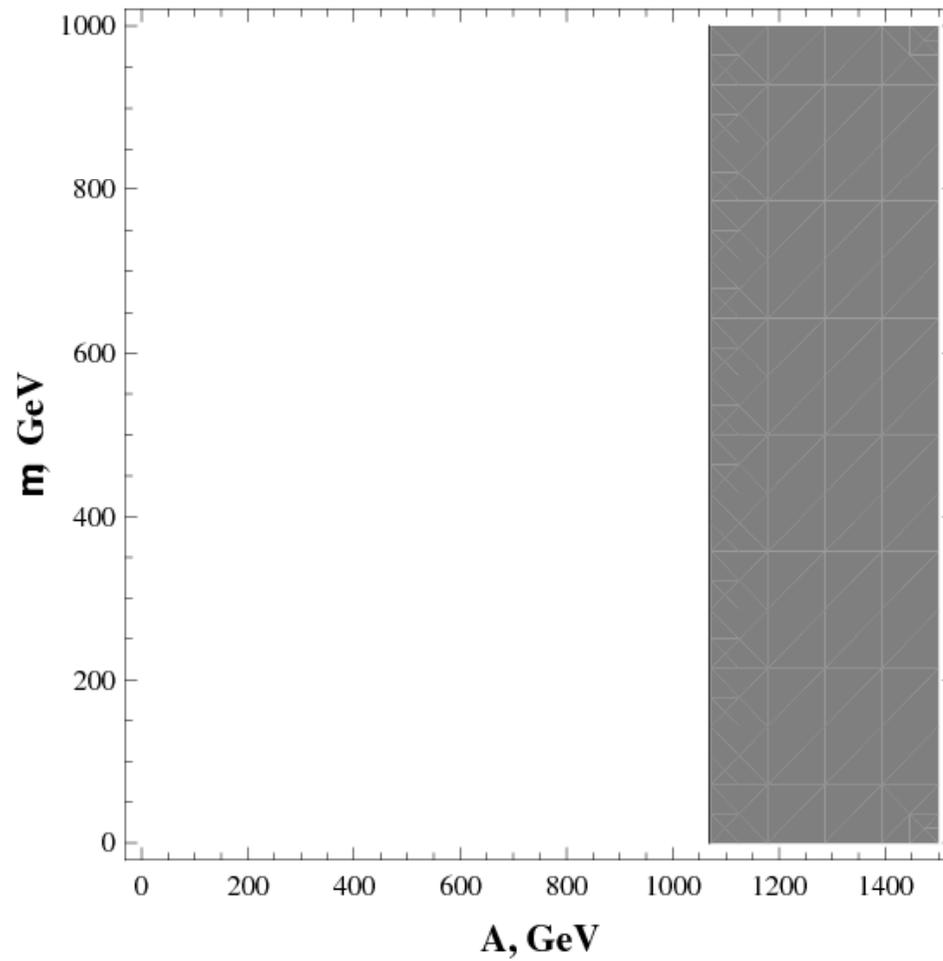
Ограничения на параметры модели

$$\lambda_1 < 0$$



Ограничения на параметры модели

$$\lambda_2 < 0$$



Ограничения на параметры модели

$$\lambda_1 \lambda_2 - \frac{\lambda_{345}^2}{4} < 0$$

