

Ренормгрупповые поправки к операторам размерности "шесть" и CP-нарушение в хиггсовском секторе ДДМ и МССМ

Е.Ю. Федотова
в коллаборации с М.Н. Дубининым

НИИЯФ МГУ

Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН

1 – 5 апреля 2024
Дубна



Открытый в 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS (CERN) бозон Хиггса:

- $m = 125.08 \pm 0.12$ ГэВ
- свойства близки к предсказанным в рамках СМ:
 - спин $J = 0$ (99.9% CL), СР-четные свойства;
 - ширина $\Gamma_{125} = 4.2$ МэВ;
 - точность констант связи порядка $\sim 8\%$ (W^\pm, Z), 10%–20% (f).

Однако

- 1) многие свойства бозона Хиггса все еще слабо изучены (самодействие, легкие кварки и лептоны, СР-нарушение ...),
- 2) существующие экспериментальные данные (электрослабый параметр $\rho \simeq 1$) не исключает расширения сектора Хиггса дополнительными дублетами с $Y = \pm 1$ и (возможно) синглетами

В расширениях СМ хиггсовский сектор может содержать **дополнительные источники СР-нарушения** \rightarrow во взаимодействиях в секторе Хиггса могут наблюдаться **СР-нарушающие эффекты**. Это станет однозначным указанием на неминимальность хиггсовского сектора и Новую физику.

В рамках СМ во взаимодействиях с участием бозона Хиггса СР-симметрия также может нарушаться (СКМ), однако СР-нарушающие эффекты настолько слабы, что экспериментально наблюдать их практически невозможно.



Поиски таких эффектов активно ведутся. Например,

$$h_{125} \rightarrow \cos \theta h_{\text{even}} + \sin \theta h_{\text{odd}} \quad (1)$$

ATLAS: $tth, h \rightarrow \gamma\gamma$ $\theta < 43^\circ$ 2004.04545

CMS: $h \rightarrow \tau\tau$ $\theta < 36^\circ$ HIG-20-006

CP-четность предпочтительнее CP-нечетности на уровне $\sim 4\sigma$

Будем рассматривать **Двухдублетную модель** (и ее частный случай – **МССМ**), в которой **5 бозонов Хиггса** (два заряженных и 3 нейтральных). Один из нейтральных скаляров ассоциируется с наблюдаемым бозоном Хиггса, его свойства при этом должны удовлетворять **пределу настройки связей**, т.е. быть близкими к предсказанным в рамках СМ.

Теоретические предсказания в секторе Хиггса зависят от приближений модели. Существуют режимы, для которых дополнительные **радиационные поправки к операторам размерности 'шесть'** в разложении однопетлевого эфф. потенциала Хиггса существенны. Учет ренормгрупповых эффектов позволяет получить более точные предсказания



Расширение с двумя $SU(2)$ -дублетами, $Y_i = 1$

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} -i\omega_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \eta_1 + i\chi_1) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = e^{i\xi} \begin{pmatrix} -i\omega_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 e^{i\zeta} + \eta_2 + i\chi_2) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

Achmetzjanova E., Dolgoplov M., Dubinin M., Phys.Rev.D 71, 2005, 075008

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad \theta = \xi + \zeta \quad (3)$$

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ ГэВ})^2, \quad \text{tg } \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_H = (\mathcal{D}_\nu \Phi_1)^\dagger \mathcal{D}^\nu \Phi_1 + (\mathcal{D}_\nu \Phi_2)^\dagger \mathcal{D}^\nu \Phi_2 - U(\Phi_1, \Phi_2), \quad (5)$$

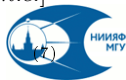
где $SU(2) \times U(1)$ -инвариантный и перенормируемый потенциал

$$U = -\mu_1^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) - \mu_2^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) - [\mu_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.] \quad (6)$$

$$+ \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1)$$

$$+ [\lambda_5 / 2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.]$$

$$\mathcal{D}_\nu \Phi = \left(\partial_\nu - i \frac{g_2}{2} \sigma^a A_\nu^a - i \frac{g_1}{2} B_\nu \right) \Phi,$$



$$\lambda_i(M_{\text{SUSY}}) = \lambda_i^{\text{tree}} + \Delta\lambda_i^{\text{thr}} \quad (8)$$

Суперсимметричные соотношения

$$\lambda_{\{1,2\},3}^{\text{tree}} = \frac{g_2^2 \pm g_1^2}{4}$$

$$\lambda_4^{\text{tree}} = \frac{g_2^2}{2}, \quad \lambda_{5,6,7}^{\text{tree}} = 0$$

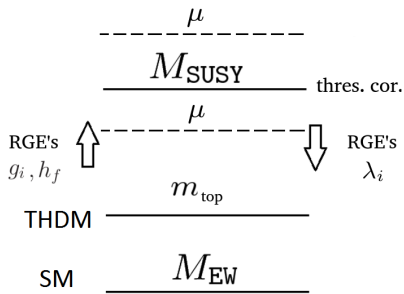
$\Delta\lambda_i^{\text{thr}}$ рассчитываются в рамках метода эффективного потенциала Коулмена-Вайнберга

Coleman, Weinberg, Phys. Rev. D7, 6 (1973)

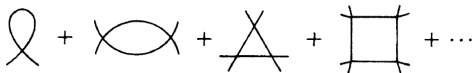
Haber, Hempfling, Phys. Rev. D48 (1993) 4280

Перенормируемая теория

Шкала перенормировки σ произвольна



$$U_{\text{CW}}^{1\text{-loop}} = U^0 + \frac{3}{32\pi^2} \text{tr} \mathcal{M}^4 \left(\ln \frac{\mathcal{M}^2}{\sigma^2} - \frac{3}{2} \right)$$



$$U^0 = U_M + U_\Gamma + U_\Lambda + U_{\tilde{Q}}, \quad \mathcal{M}_{ab}^2 = \frac{\partial^2 U^0}{\partial \Psi_a \partial \Psi_b}, \quad \text{где } \Psi = (\tilde{Q}, \tilde{U}^*, \tilde{D}^*)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_M &= -\mu_{ij}^2 \Phi_i^\dagger \Phi_j + M_{\tilde{Q}}^2 (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) \\ &+ M_{\tilde{U}}^2 (\tilde{U}^* \tilde{U}) + M_{\tilde{D}}^2 (\tilde{D}^* \tilde{D}), \\ \mathcal{V}_\Gamma &= \Gamma_i^D (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) \tilde{D} + \Gamma_i^U (i \Phi_i^T \sigma_2 \tilde{Q}) \tilde{U} + h.c., \\ \mathcal{V}_\Lambda &= \Lambda_{ik}^{jl} (\Phi_i^\dagger \Phi_j) (\Phi_k^\dagger \Phi_l) + (\Phi_i^\dagger \Phi_j) [\Lambda_{ij}^Q (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) \\ &+ \Lambda_{ij}^U (\tilde{U}^* \tilde{U}) + \Lambda_{ij}^D (\tilde{D}^* \tilde{D})] + \bar{\Lambda}_{ij}^Q (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) (\tilde{Q}^\dagger \Phi_j) \\ &+ \frac{1}{2} [\Lambda \epsilon_{ij} (i \Phi_i^T \sigma_2 \Phi_j) \tilde{D}^* \tilde{U} + h.c.] \end{aligned}$$

$$\Lambda^Q = \text{diag}[\frac{1}{4}(g_2^2 - g_1^2 Y_Q), h_U^2 - \frac{1}{4}(g_2^2 - g_1^2 Y_Q)],$$

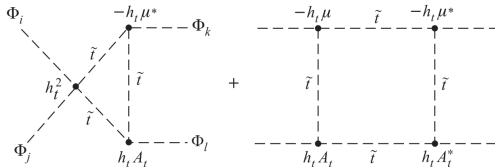
$$\bar{\Lambda}^Q = \text{diag}(h_D^2 - \frac{1}{2}g_2^2, \frac{1}{2}g_2^2 - h_U^2),$$

$$\Lambda^U = \text{diag}(-\frac{1}{4}g_1^2 Y_U, h_U^2 + \frac{1}{4}g_1^2 Y_U),$$

$$\Lambda^D = \text{diag}(h_D^2 - \frac{1}{4}g_1^2 Y_D, \frac{1}{4}g_1^2 Y_D),$$

$$\Lambda = -h_U h_D,$$

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



Пример ведущих
однопетлевых
СР-нарушающих
вкладов в эффективный
потенциал

Achmetzjanova,
Dolgoplov, Dubinin,
Phys.Rev.D 71, 2005, 075008



Условие пренебрежимости вкладов от диаграмм с концами, больше четырех *Carena et al., Phys. Lett. B 355, 1995*

$$2|m_{\text{top}}\mu| < M_S^2, \quad 2|m_{\text{top}}A| < M_S^2, \quad \text{где } A_t = A_b = A$$

Рассмотрение **однопетлевых поправок к операторам $\mathcal{O}(\Phi^6)$**

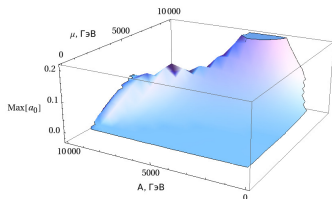
Dubinín M., Petrova E., Phys.Rev.D 95, 2017, 055021

$$\begin{aligned} U^{(6)} = & \kappa_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^3 + \kappa_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^3 + \kappa_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \kappa_4(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \\ & + \kappa_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \kappa_6(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \\ & + [\kappa_7(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^3 + \kappa_8(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \kappa_9(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + \\ & + \kappa_{10}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \kappa_{11}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \kappa_{12}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \\ & + \kappa_{13}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + h.c.]. \end{aligned}$$

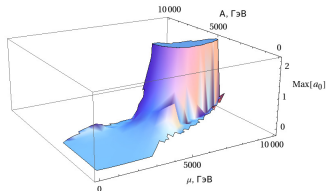
$$\begin{aligned} \kappa_1 = & \frac{h_D^6}{32M_S^2\pi^2} \left(2 - \frac{3|A_D|^2}{M_S^2} + \frac{|A_D|^4}{M_S^4} - \frac{|A_D|^6}{10M_S^6} \right) & \text{Вклады} \\ & - h_D^4 \frac{g_1^2 + g_2^2}{128M_S^2\pi^2} \left(3 - 3\frac{|A_D|^2}{M_S^2} + \frac{|A_D|^4}{2M_S^4} \right) & \text{существенны, если} \\ & + \frac{h_D^2}{512M_S^2\pi^2} \left(\frac{5}{3}g_1^4 + 2g_1^2g_2^2 + 3g_2^4 \right) \left(1 - \frac{|A_D|^2}{2M_S^2} \right) & |\mu|m_t \text{ ctg } \beta, \quad |\mu A_t|m_t^2 \text{ ctg } \beta, \\ & - h_U^6 \frac{|\mu|^6}{320M_S^8\pi^2} + h_U^4 \frac{(g_1^2 + g_2^2)|\mu|^4}{256M_S^6\pi^2} & |\mu|m_b \text{ tg } \beta, \quad |\mu A_b|m_b^2 \text{ tg } \beta \\ & - h_U^2 \frac{(17g_1^4 - 6g_1^2g_2^2 + 9g_2^4)|\mu|^2}{3072M_S^4\pi^2} + \frac{g_1^2}{1024M_S^2\pi^2} (g_1^4 - g_2^4) & |A_t|m_t, \quad \geq M_S^4 \\ & & |A_b|m_b, \end{aligned}$$



Анализ условий пертурбативной унитарности с учетом $U^{(6)}$ на основе
Krauss, F. Staub, Phys.Rev. D98, no.1, 015041 (2018)



(а)



(б)

Рис.: (а) $M_S=2$ ТэВ, $\tan\beta=3$, (б) $M_S=1$ ТэВ, $\tan\beta=2$, $m_A=28$ ГэВ, $\sqrt{s}=8$ ТэВ
Dubinin, Fedotova, JETP, Vol. 131, no 6, 2020

Ренормгрупповые эффекты в $\mathcal{O}(\Phi^6)$ учитываются в эволюции g_i, h_f на шкале M_{SUSY} . Их вклад незначителен в сравнении с параметрическим режимом, при котором $\mathcal{O}(\Phi^6)$ становятся существенными.

В таком режиме CP-смешивание максимально.



Переход в массовый базис осуществим в два этапа:

- поворот СК с состояниями $h, H, A, H^\pm, G^\pm, G^0$,
- поворот СК с состояниями $h_1, h_2, h_3, H^\pm, G^\pm, G^0$

для того, чтобы рассмотреть предельный переход ДДМ с СР-сохранением к модели с СР-нарушением

1 этап

$$\begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \mathcal{O}_\alpha \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \mathcal{O}_\beta \begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \omega_1^\pm \\ \omega_2^\pm \end{pmatrix} = \mathcal{O}_\beta \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}$$

$$\text{где } \mathcal{O}_X = \begin{pmatrix} \cos X & -\sin X \\ \sin X & \cos X \end{pmatrix}, \quad X = \alpha, \beta$$

$$\begin{aligned} U(h, H, A, H^\pm, G^0, G^\pm) &= c_0 A + c_1 h A + c_2 H A \\ &+ \frac{m_h^2}{2} h^2 + \frac{m_H^2}{2} H^2 + \frac{m_A^2}{2} A^2 + m_{H^\pm}^2 H^+ H^- \\ &+ I_3 + I_4 + I_5 + I_6 \end{aligned}$$

$$c_0 = 0 \rightarrow \quad \text{Im}\mu_{12}^2 = \frac{v^2}{2} (s_\beta c_\beta \text{Im}\lambda_5 + c_\beta^2 \text{Im}\lambda_6 + s_\beta^2 \text{Im}\lambda_7)$$



Если

$$c_1 = v^2(-1/2 \cdot \text{Im}\lambda_5 c_{\alpha+\beta} + \text{Im}\lambda_6 s_\alpha c_\beta - \text{Im}\lambda_7 c_\alpha s_\beta), \quad (10)$$

$$c_2 = -v^2(1/2 \cdot \text{Im}\lambda_5 s_{\alpha+\beta} + \text{Im}\lambda_6 c_\alpha c_\beta + \text{Im}\lambda_7 s_\alpha s_\beta) \quad (11)$$

равны нулю, то состояния h, H, A, H^\pm физические, модель с СР-сохранением

2 этап

$$\begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} a'_{11} &= [(m_H^2 - m_{h_1}^2)(m_A^2 - m_{h_1}^2) - c_2^2], a'_{12} = -c_1 c_2, a'_{13} = -c_1(m_H^2 - m_{h_3}^2), \\ a'_{21} &= c_1 c_2, a'_{22} = -[(m_h^2 - m_{h_2}^2)(m_A^2 - m_{h_2}^2) - c_1^2], a'_{23} = -c_2(m_h^2 - m_{h_3}^2), \\ a'_{31} &= -c_1(m_H^2 - m_{h_1}^2), a'_{32} = c_2(m_h^2 - m_{h_2}^2), a'_{33} = (m_h^2 - m_{h_3}^2)(m_H^2 - m_{h_3}^2) \end{aligned}$$

$$a_{ij} = a'_{ij}/n_j, \quad n_j = k_j \sqrt{a'_{1j}{}^2 + a'_{2j}{}^2 + a'_{3j}{}^2}, \quad k_j = \pm 1$$

Achmetzjanova E., Dolgoplov M., Dubinin M., Phys.Rev.D 71, 2005, 075008



Будем предполагать, что h_{125} это
 h в модели с CP-сохранением или
 h_1 в модели с CP-нарушением,
 и его взаимодействия с частицами SM соответствуют

$$g^{\text{THDM}}/g^{\text{SM}} \simeq 1 \quad (14)$$

Взаимодействия h_{125} с частицами SM

$g^{\text{THDM}}/g^{\text{SM}}$	CP-сохранение	CP-нарушение
$h_{125}uu$	c_α/s_β	$(s_\alpha a_{21} + c_\alpha a_{11} - i c_\beta a_{31} \gamma_5)/s_\beta$
$h_{125}dd$	$-s_\alpha/c_\beta$	$(c_\alpha a_{21} - s_\alpha a_{11} - i s_\beta a_{31} \gamma_5)/c_\beta$
$h_{125}VV$	$s_{\beta-\alpha}$	$c_{\alpha-\beta} a_{21} - s_{\alpha-\beta} a_{11}$

Можно заметить, что $a_{31} \simeq 0$, тогда

$$a_{11} \simeq \sin(\beta - \alpha), \quad a_{21} \simeq \cos(\beta - \alpha), \quad \text{где } (\beta - \alpha) \in (0, \pi). \quad (15)$$

или

$$\text{I) } c_1 \simeq 0, \quad \text{II) } m_H^2 \simeq m_{h_1}^2, \quad \text{III) } c_1 \simeq 0, \quad m_H^2 \simeq m_{h_1}^2$$



Таблица: Предел настройки связей в случае явного СР-нарушения в хиггсовском секторе в общем виде ДДМ и в приближении разложения хиггсовского потенциала до операторов $\mathcal{O}(\Phi^4)$

Случай	Общий вид	Приближ. $\mathcal{O}(\Phi^4)$
I	$c_1 \simeq 0$	$\text{Im}\mu_{12}^2 \simeq 0$
	$\beta - \alpha \simeq \pi/2$	
	$k_1 \xi_1^I = 1$	
II	$m_H^2 \simeq m_{h_1}^2$	
	$c_2 \simeq -c_1 \text{tg}(\beta - \alpha)$	$\text{Im}\mu_{12}^2 \simeq 0$
	$k_1 \xi_1^{\text{II}} \xi_2^{\text{II}} \xi_3^{\text{II}} = 1$	

$$a^{\text{I}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22}^{\text{I}} & a_{23}^{\text{I}} \\ 0 & a_{32}^{\text{I}} & a_{33}^{\text{I}} \end{pmatrix}, \quad a^{\text{II}} = \begin{pmatrix} \sin(\beta - \alpha) & a_{12}^{\text{II}} & a_{13}^{\text{II}} \\ \cos(\beta - \alpha) & a_{22}^{\text{II}} & a_{23}^{\text{II}} \\ 0 & a_{32}^{\text{II}} & a_{33}^{\text{II}} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

- Предел настройки связей может реализовываться как в режиме отщепления, так и на масштабе M_{EW}
- Случай I соответствует пределу настройки связей в СР-сохраняющем пределе, дополненному новыми условиями



Проявления CP-нарушения

Таблица: В пределе настройки связей нормированные вершины взаимодействия $уддм/уСМ$ нейтральных бозонов Хиггса $h_{2,3}$ с верхними (u) и нижними (d) фермионами и калибровочными бозонами ($V = Z, W^\pm$) СМ в случаях I и II, см. табл. 1

Взаимодействие	Случай I	Случай II
$h_2 uu$	$-a_{22}^I \text{ctg } \beta$	$(s_\alpha a_{22}^{II} + c_\alpha a_{12}^{II} - i c_\beta a_{32}^{II} \gamma_5) / s_\beta$
$h_3 uu$	$-i a_{33}^I \text{ctg } \beta \gamma_5$	$(s_\alpha a_{23}^{II} + c_\alpha a_{13}^{II} - i c_\beta a_{33}^{II} \gamma_5) / s_\beta$
$h_2 dd$	$a_{22}^I \text{tg } \beta$	$(c_\alpha a_{22}^{II} - s_\alpha a_{12}^{II} - i s_\beta a_{32}^{II} \gamma_5) / c_\beta$
$h_3 dd$	$-i a_{33}^I \text{tg } \beta \gamma_5$	$(c_\alpha a_{23}^{II} - s_\alpha a_{13}^{II} - i s_\beta a_{33}^{II} \gamma_5) / c_\beta$
$h_2 VV$	0	$c_{\beta-\alpha} a_{22}^{II} + s_{\beta-\alpha} a_{12}^{II}$
$h_3 VV$	0	$c_{\beta-\alpha} a_{23}^{II} + s_{\beta-\alpha} a_{13}^{II}$

- В пределе настройки связей I сигналы взаимодействия дополнительных бозонов Хиггса $h_{2,3}$ с неопределенной CP-четностью с калибровочными бозонами отсутствуют (сильно подавлены), нарушения CP-инвариантности могли бы наблюдаться во взаимодействиях h_3 с фермионами
- В пределе настройки связей II взаимодействия $h_{2,3}$ с калибровочными бозонами **не подавлены**, а эффекты с CP-нарушением могут проявляться во взаимодействиях с фермионами как скаляра h_2



Свободные параметры ДДМ:

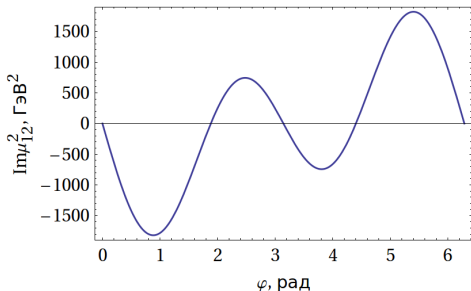
$$\beta, m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm}, |\lambda_6|, |\lambda_7|, \varphi_5, \varphi_6, \varphi_7$$

Свободные параметры МССМ (приближение скварков 3 поколения):

$$\beta, m_{H^\pm}, M_{\text{SUSY}}, |A|, |\mu|, \varphi.$$

Сценарий максимального CP-смешивания: $\text{Im}(A\mu)/M_{\text{SUSY}}^2$

максимально. Пусть $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$, $|A| = 2M_{\text{SUSY}}$ Carena, Ellis, Pilaftsis, Wagner, Phys. Lett. B. 2000. 495



$$\text{Im}\mu_{12}^2 = 0 \text{ при}$$

$$\varphi_1 = \pi n,$$

$$\varphi_2 \simeq 2\pi n + 1.88,$$

$$\varphi_3 \simeq 2\pi(n+1) - 1.88,$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

Рис.: $M_{\text{SUSY}} = 2 \text{ ТэВ}$, $\text{tg } \beta = 5$



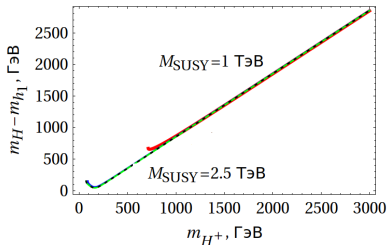
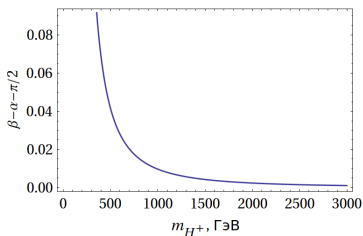


Рис.: Зависимости, характеризующие *предел настройки связей I* (слева) и *II* (справа) при $\varphi \simeq \{0, 1.88, \pi, 2\pi - 1.88, 2\pi\}$. Здесь $M_{\text{SUSY}} = 2$ ТэВ, $\text{tg } \beta = 5$.

I: предел настройки связей достигается при $m_{H^\pm} \gtrsim 500$ ГэВ

II: а) наименьшее значение зависимость $m_H - m_{h_1}$ приобретает при $m_{H^\pm} \simeq 160$ ГэВ и $M_{\text{SUSY}} \gtrsim 2$ ТэВ. При меньших M_{SUSY} и/или больших значениях m_{H^\pm} величина $m_H - m_{h_1} \sim \mathcal{O}(1)$ ТэВ;

б) зависимость $m_H - m_{h_1}$ от $\text{tg } \beta$ существенна: при $\text{tg } \beta = 5$ минимальное значение порядка 53 ГэВ, при $\text{tg } \beta = 35$ – порядка 8 ГэВ.



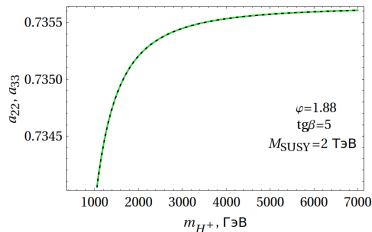
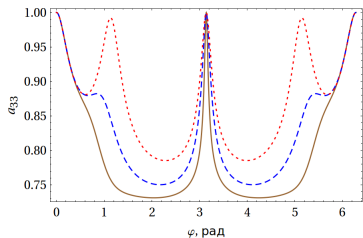
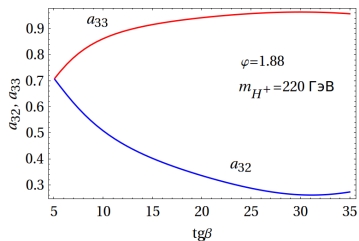
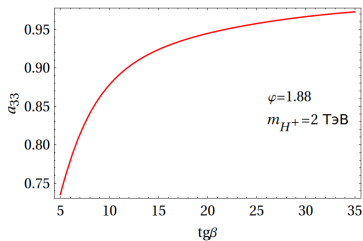


Рис.: Зависимости матричных элементов a_{ij} : внизу слева: $m_{H^\pm} = 500 \text{ ГэВ}$ (коричневая сплошная линия), $m_{H^\pm} = 1 \text{ ТэВ}$ (голубая пунктирная линия), $m_{H^\pm} = 3 \text{ ТэВ}$ (красная точечная линия), $M_{\text{SUSY}} = 2 \text{ ТэВ}$, $\text{tg}\beta = 5$.



Рассмотрен хиггсовский сектор ДДМ и МССМ с учетом радиационных поправок к $\mathcal{O}(\Phi^6)$ в однопелевом разложении эффективного потенциала с явным нарушением CP-инвариантности.

Наблюдаемый бозон Хиггса ассоциировался со скаляром h_1 .

- Получены условия для предела настройки связей. Показано, что существует два случая его реализации (I и II).
- Наличие предела настройки связей **в общем виде** приводит к (приближенному) нулевому значению угла смешивания CP-четных и CP-нечетных состояний наблюдаемого бозона Хиггса вне зависимости от значений комплексных параметров
- Сигналы с нарушением CP-инвариантности м.б. обнаружены во взаимодействиях дополнительных нейтральных бозонов Хиггса с фермионами SM:
 - h_3 в случае предела настройки связей I,
 - $h_{2,3}$ при массах дополнительных бозонов Хиггса порядка M_{EW} в случае предела настройки связей II
- Численные оценки, проведенные в рамках МССМ, предсказывают возможность наблюдения эффектов CP-нарушения в секторе Хиггса при высоких значениях $\tan\beta$ ($\gtrsim 5$) и
 - I: высоких m_{H^\pm} ($\gtrsim 500$ ГэВ);
 - II: M_{SUSY} ($\gtrsim 2$ ТэВ)



Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант No 22-1-3-35-1).

Спасибо за внимание!



$$\begin{aligned}
 a_{22}^I &\simeq m_{h_2}^2 - m_A^2, & a_{23}^I &\simeq -c_2^I, & a_{32}^I &\simeq c_2^I, & a_{33}^I &\simeq m_H^2 - m_{h_3}^2, \\
 n_2^I &= k_2 \xi_2^I \sqrt{(m_A^2 - m_{h_2}^2)^2 + (c_2^I)^2}, & n_3^I &= k_3 \xi_3^I \sqrt{(m_H^2 - m_{h_3}^2)^2 + (c_2^I)^2},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{12}^{II} &\simeq c_1^2 \operatorname{tg}(\beta - \alpha), & a_{22}^{II} &= a'_{22}, & a_{32}^{II} &\simeq -c_1 \operatorname{tg}(\beta - \alpha)(m_h^2 - m_{h_2}^2), \\
 a_{13}^{II} &= a_{13}, & a_{23}^{II} &\simeq c_1 \operatorname{tg}(\beta - \alpha)(m_h^2 - m_{h_3}^2), & a_{33}^{II} &= a'_{33}, \quad (18)
 \end{aligned}$$

$$c_2^I \simeq v^2 (\operatorname{Im} \lambda_7 \operatorname{tg} \beta - \operatorname{Im} \lambda_6 \operatorname{ctg} \beta) / 2, \quad c_2^{II} \simeq -c_1^{II} \operatorname{tg}(\beta - \alpha), \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
 \xi_1^I &= \begin{cases} +1, & \text{если } a'_{11} > 0, \\ -1, & \text{если } a'_{11} < 0, \end{cases} & \xi_{2,3}^I &= \begin{cases} +1, & \text{если } m_h^2 > m_{h_{2,3}}^2, \\ -1, & \text{если } m_h^2 < m_{h_{2,3}}^2, \end{cases} \quad (20) \\
 \xi_{1,2}^{II} &= \begin{cases} +1, & \text{если } c_{1,2} > 0, \\ -1, & \text{если } c_{1,2} < 0, \end{cases} & \xi_3^{II} &= \begin{cases} +1, & \text{если } (\beta - \alpha) \in (0, \pi/2), \\ -1, & \text{если } (\beta - \alpha) \in (\pi/2, \pi). \end{cases} \quad (21)
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{M}_{11}^2 &= -v^2(\Delta \lambda_1 c_\beta^2 + \text{Re} \Delta \lambda_5 s_\beta^2 + \text{Re} \Delta \lambda_6 s_{2\beta}) + \\ &+ v^4[3\kappa_1 c_\beta^4 + 4\text{Re} \kappa_8 c_\beta^3 s_\beta + (\kappa_3 + \kappa_5 + 3\text{Re} \kappa_9) c_\beta^2 s_\beta^2 + \\ &+ (3\text{Re} \kappa_7 + \text{Re} \kappa_{11} + \text{Re} \kappa_{13}) c_\beta s_\beta^3 + \text{Re} \kappa_{10} s_\beta^4], \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{M}_{22}^2 &= -v^2(\Delta \lambda_2 s_\beta^2 + \text{Re} \Delta \lambda_5 c_\beta^2 + \text{Re} \Delta \lambda_7 s_{2\beta}) + \\ &+ v^4[\text{Re} \kappa_9 c_\beta^4 + (3\text{Re} \kappa_7 + \text{Re} \kappa_{11} + \text{Re} \kappa_{13}) c_\beta^3 s_\beta + \\ &+ (\kappa_4 + \kappa_6 + 3\text{Re} \kappa_{10}) c_\beta^2 s_\beta^2 + 4\text{Re} \kappa_{12} c_\beta s_\beta^3 + 3\kappa_2 s_\beta^4], \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{M}_{12}^2 &= -v^2(\Delta \lambda_{34} s_\beta c_\beta + \text{Re} \Delta \lambda_6 c_\beta^2 + \text{Re} \Delta \lambda_7 s_\beta^2) + \\ &+ v^4[\text{Re} \kappa_8 c_\beta^4 + (\kappa_3 + \kappa_5 + \text{Re} \kappa_9) c_\beta^3 s_\beta + \\ &+ 2(\text{Re} \kappa_{11} + \text{Re} \kappa_{13}) c_\beta^2 s_\beta^2 + (\kappa_4 + \kappa_6 + \text{Re} \kappa_{10}) c_\beta s_\beta^3 + \text{Re} \kappa_{12} s_\beta^4]. \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} &(h, H, A) \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 & c_1 \\ 0 & m_H^2 & c_2 \\ c_1 & c_2 & m_A^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix} \\ &= (h_1, h_2, h_3) \begin{pmatrix} m_{h_1}^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_{h_2}^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_{h_3}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (25)$$



Условие существования локального минимума

$$\begin{aligned}
 \mu_1^2 &= -\operatorname{Re}\mu_{12}^2 t_\beta + \frac{v^2}{4}(4\lambda_1 c_\beta^2 + 3\operatorname{Re}\lambda_6 s_{2\beta} + 2s_\beta^2(\lambda_{345} + \operatorname{Re}\lambda_7 t_\beta)) + \\
 &+ \frac{v^4}{4}(3\kappa_1 c_\beta^4 + 5\operatorname{Re}\kappa_8 c_\beta^3 s_\beta + 3(\operatorname{Re}\kappa_7 + \operatorname{Re}\kappa_{11} + \operatorname{Re}\kappa_{13})c_\beta s_\beta^3 + \\
 &+ (\operatorname{Re}\kappa_9 + (\kappa_3 + \kappa_5)/2)s_{2\beta}^2 + (\kappa_4 + \kappa_6 + 2\operatorname{Re}\kappa_{10} + \operatorname{Re}\kappa_{12} t_\beta)s_\beta^4), \quad (26)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mu_2^2 &= -\operatorname{Re}\mu_{12}^2 \cot \beta + \frac{v^2}{4}(4\lambda_2 s_\beta^2 + 3\operatorname{Re}\lambda_7 s_{2\beta} + 2c_\beta^2(\lambda_{345} + \operatorname{Re}\lambda_6 \cot \beta)) + \\
 &+ \frac{v^4}{4}(3\kappa_2 s_\beta^4 + 5\operatorname{Re}\kappa_{12} s_\beta^3 c_\beta + 3(\operatorname{Re}\kappa_7 + \operatorname{Re}\kappa_{11} + \operatorname{Re}\kappa_{13})s_\beta c_\beta^3 + \\
 &+ (\operatorname{Re}\kappa_{10} + (\kappa_4 + \kappa_6)/2)s_{2\beta}^2 + (\kappa_3 + \kappa_5 + 2\operatorname{Re}\kappa_9 + \operatorname{Re}\kappa_8 \cot \beta)c_\beta^4). \quad (27)
 \end{aligned}$$



$c_0 = 0$:

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}\mu_{12}^2 &= \frac{v^2}{2}(s_\beta c_\beta \operatorname{Im}\lambda_5 + c_\beta^2 \operatorname{Im}\lambda_6 + s_\beta^2 \operatorname{Im}\lambda_7) + \frac{v^4}{4}\{\operatorname{Im}\kappa_8 c_\beta^4 + 2\operatorname{Im}\kappa_9 c_\beta^3 s_\beta \\ &+ (3\operatorname{Im}\kappa_7 + \operatorname{Im}\kappa_{11} + \operatorname{Im}\kappa_{13})c_\beta^2 s_\beta^2 + 2\operatorname{Im}\kappa_{10} c_\beta s_\beta^3 + \operatorname{Im}\kappa_{12} s_\beta^4\} \quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_1 &= v^2(-1/2 \cdot \operatorname{Im}\lambda_5 c_{\alpha+\beta} + \operatorname{Im}\lambda_6 s_\alpha c_\beta - \operatorname{Im}\lambda_7 c_\alpha s_\beta) \\ &+ \frac{v^4}{4}(-c_{\alpha+\beta} s_{2\beta}(3\operatorname{Im}\kappa_7 + \operatorname{Im}\kappa_{11} + \operatorname{Im}\kappa_{13}) + 4(s_\alpha c_\beta^3 \operatorname{Im}\kappa_8 - c_\alpha s_\beta^3 \operatorname{Im}\kappa_{12}) \\ &+ 2(s_\beta^2(-3c_\alpha c_\beta + s_\alpha s_\beta)\operatorname{Im}\kappa_{10} - c_\beta^2(c_\alpha c_\beta - 3s_\alpha s_\beta)\operatorname{Im}\kappa_9), \quad (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_2 &= -\frac{v^2}{2}\{\operatorname{Im}\lambda_5 s_{\alpha+\beta} + 2(\operatorname{Im}\lambda_6 c_\beta c_\alpha + \operatorname{Im}\lambda_7 s_\beta s_\alpha) \\ &+ v^2[2\operatorname{Im}\kappa_8 c_\beta^3 c_\alpha + \operatorname{Im}\kappa_9 c_\beta^2(s_{\alpha+\beta} + 2c_\alpha s_\beta) + \operatorname{Im}\kappa_{10} s_\beta^2(s_{\alpha+\beta} + 2c_\beta s_\alpha) \\ &+ 2\operatorname{Im}\kappa_{12} s_\beta^3 s_\alpha + \frac{1}{2}(3\operatorname{Im}\kappa_7 + \operatorname{Im}\kappa_{11} + \operatorname{Im}\kappa_{13})s_{2\beta} s_{\alpha+\beta}]\} \quad (30) \end{aligned}$$



$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 + \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{m_A^4 + m_Z^4 - 2m_A^2 m_Z^2 c_{4\beta} + C}),$$

$$m_A^2 = m_{H^\pm}^2 - m_W^2 + \frac{v^2}{2}(\text{Re}\Delta\lambda_5 - \Delta\lambda_4) +$$

$$- \frac{v^4}{4}[c_\beta^2(2\text{Re}\kappa_9 - \kappa_5) + s_\beta^2(2\text{Re}\kappa_{10} - \kappa_6) - s_{2\beta}(\text{Re}\kappa_{11} - 3\text{Re}\kappa_7)] \quad (31)$$

$$\tan 2\alpha = \frac{2\Delta\mathcal{M}_{12}^2 - (m_Z^2 + m_A^2)s_{2\beta}}{(m_Z^2 - m_A^2)c_{2\beta} + \Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2}, \quad (32)$$

где

$$C = 4\Delta\mathcal{M}_{12}^4 + (\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)^2 - 2(m_A^2 - m_Z^2)(\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)c_{2\beta} - 4(m_A^2 + m_Z^2)\Delta\mathcal{M}_{12}^2 s_{2\beta},$$



$$m_{h_1}^2 = 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\Theta + 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (33)$$

$$m_{h_2}^2 = 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\Theta - 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (34)$$

$$m_{h_3}^2 = 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (35)$$

где

$$q = \frac{1}{9}(3a_1^2 - a_2^2), \quad \Theta = \arccos\left(\frac{r}{\sqrt{(-q)^3}}\right), \quad r = \frac{1}{54}(9a_1a_2 - 27a_0 - 2a_2^3), \quad (36)$$

$$a_0 = c_1^2 m_H^2 + c_2^2 m_h^2 - m_h^2 m_H^2 m_A^2, \quad a_1 = m_h^2 m_H^2 + m_h^2 m_A^2 + m_H^2 m_A^2 - c_1^2 - c_2^2, \quad a_2 = -m_h^2 - m_H^2 - m_A^2$$

$$m_{h_1}|_{c_i=0} = \min\{m_h, m_H, m_A\}, \quad m_{h_3}|_{c_i=0} = \max\{m_h, m_H, m_A\}$$



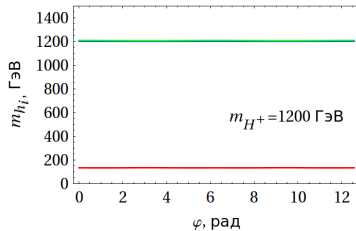
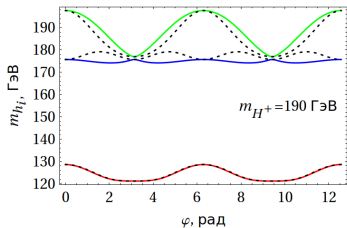


Рис.: Массы нейтральных бозонов Хиггса: m_{h_1} – красный, m_{h_2} – голубой, m_{h_3} – зеленый. $M_{SUSY} = 2$ ТэВ, $A_{t,b} = 2M_{SUSY}$, $\mu = 4M_{SUSY}$, $\text{tg } \beta = 5$. Пунктирные линии соответствуют нефизическим состояниям m_h, m_H, m_A .

Смешивание максимально при малых значениях $m_{H^\pm} \sim \mathcal{O}(100)$ ГэВ.
 При $m_{H^\pm} \sim \mathcal{O}(1)$ ТэВ слабо чувствительно к параметрам $A_{t,b}, \mu, M_S, \text{tg } \beta$

