

Посвящается 270-летию Московского университета

## Наблюдаемый бозон Хиггса как скаляр неопределенной CP-четности минимальной суперсимметрии

М. Н. Дубинин,\* Е. Ю. Федотова†

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,  
Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова. Россия,  
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 54

(Поступила в редакцию 01.06.2023; подписана в печать 04.07.2023)

Рассматривается явное нарушение CP-симметрии в секторе Хиггса двухдублетной Модели (ДДМ) и Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ) в предположении, что легчайший нейтральный бозон Хиггса с неопределенной CP-четностью ассоциирован с наблюдаемым скаляром. Анализ предела настройки связей приводит к наличию двух возможностей его реализации: 1) известное в пределе CP-сохранения условие для углов смешивания состояний  $\beta - \alpha \simeq \pi/2$  дополнено связями для параметров эффективного потенциала  $c_1 \simeq 0$ ,  $k_1 \xi_1^I = 1$ ; 2) массы бозонов Хиггса не отщеплены и порядка электрослабой шкалы, выполняются связи  $m_H^2 \simeq m_{h_1}^2$ ,  $c_2 \simeq -c_1 \operatorname{tg}(\beta - \alpha)$ ,  $k_1 \xi_1^I \xi_2^I \xi_3^I = 1$ . Обсуждаются эффекты, нарушающие CP-симметрию в пределе настройки связей, и значения феноменологического угла CP-смешивания  $\alpha_{\text{CP}}$  в хиггсовском секторе ДДМ и МССМ.

PACS: 11.15.Ex, 11.30.Pb, 11.30.Qc, 14.80.Cr.

УДК: 539.12.01, 539.1.05.

Ключевые слова: CP-нарушение, хиггсовские бозоны, радиационные поправки, минимальная суперсимметрия (МССМ).

### ВВЕДЕНИЕ

Открытие в 2012 году на Большом Адронном Коллайдере (БАК) бозона Хиггса с массой 125 ГэВ ( $h_{125}$ ) [1, 2] подтвердило правильность идеи нарушения электрослабой симметрии в скалярном секторе. Исследование структуры хиггсовского сектора на сегодняшний день является одной из основных задач физики высоких энергий. Экспериментальные данные, полученные на БАК, уже привели к нетривиальным ограничениям:

- 1) тот факт, что значение электрослабого параметра  $\rho$  очень близко к 1, подразумевает, что любое расширение сектора Хиггса содержит дублеты с гиперзарядом  $Y = \pm 1$  (и, возможно, синглеты) по отношению к электрослабой группе [3];
- 2) свойства наблюдаемого бозона Хиггса согласуются с предсказаниями Стандартной модели (СМ) физики частиц; точность измерений констант связи наблюдаемого бозона Хиггса с частицами СМ соответствует 10%–20% [4, 5];
- 3) исследования CP-природы наблюдаемого бозона Хиггса (ATLAS и CMS, БАК), привели к ограничениям на CP-нарушающий угол смешивания  $\alpha_{\text{CP}}$ ; гипотеза с явным CP-нарушением исключена на уровне 3.9 стандартных отклонения и наблюдаемое (ожидаемое) исключение сверху получено для  $\alpha_{\text{CP}} = 43^\circ$  ( $63^\circ$ ) при 95% C.L., угол сме-

шивания  $\tau$ -лептонов составляет  $\alpha_{\text{CP}} = 4^\circ \pm 17^\circ$ , ограничение сверху получено для  $36^\circ$  ( $55^\circ$ ) [6].

В СМ бозон Хиггса CP-четен, а CP-нарушающие эффекты с участием бозона Хиггса в радиационных поправках, генерируемые за счет наличия ненулевой комплексной фазы в матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскава [7], весьма незначительны. Проявления CP-нарушения с участием бозона Хиггса могли бы наблюдаться в расширениях СМ, в которых присутствуют дополнительные источники CP-нарушения в хиггсовском секторе. Экспериментальным данным (1)–(3), в частности, не противоречат предсказания Двухдублетной Модели (ДДМ) [?] и ее частного случая — Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ) [8]. В рамках этого расширения в секторе Хиггса присутствует дополнительный дублет [9]

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

где  $v_i$  — вакуумные ожидания хиггсовских полей,  $v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ ГэВ})^2$ ,  $\operatorname{tg} \beta = v_2/v_1$ ,  $\omega_i$  — комплексные поля,  $\eta_i, \chi$  — поля, осциллирующие вблизи вакуумных ожиданий. Наличие двух хиггсовских дублетов позволяет построить эффективный  $SU(2) \times U(1)$ -инвариантный перенормируемый потенциал [3]

$$\begin{aligned} U_{\text{eff}} &= -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger \Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger \Phi_2) - [\mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.] + \\ &+ \lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \\ &+ \lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + [\lambda_5/2(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \\ &+ \lambda_6(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.], \end{aligned} \quad (2)$$

\* dubinin@theory.sinp.msu.ru

† fedotova@theory.sinp.msu.ru

где параметры  $\mu_1^2, \mu_2^2, \lambda_{1-4}$  являются вещественными, а параметры при перекрестных слагаемых  $\Phi_i^\dagger \Phi_j$  ( $i \neq j$ ) —  $\mu_{12}^2, \lambda_{5-7}$  — могут быть комплексными величинами.

Нарушение CP-инвариантности в хиггсовском секторе ДДМ может быть обусловлено наличием комплексных параметров в хиггсовском потенциале (явное нарушение) и/или наличием фаз разворота величин вакуумных ожиданий  $\zeta$  и поворота дублетов  $\xi$  ( $\theta = \xi + \zeta$ ) [9, 10] (спонтанное нарушение). С практической точки зрения информацию о нарушении CP-симметрии удобно анализировать в терминах юкавских констант связи. На древесном уровне такие константы связи приведут к токам, нарушающим аромат (FCNC). Ненаблюдаемость подобных токов экспериментально свидетельствует о том, что они должны быть запрещены или сильно подавлены. Это можно реализовать либо за счет ограничения пространства параметров модели, либо наложением дополнительной симметрии (см. [9]). Например, в рамках  $Z_2$  симметрии ( $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ ) необходимо, чтобы параметры хиггсовского потенциала удовлетворяли требованию  $\mu_{12}^2 = 0, \lambda_{6,7} = 0$ , при этом параметр  $\lambda_5$  всегда можно переопределить так, чтобы  $\text{Im}\lambda_5 = 0$ . Отметим также, что в модели с сохранением  $Z_2$ -симметрии спонтанное CP-нарушение не реализуется, поскольку всегда возможно перейти в базис с вещественными значениями  $\langle \Phi_{1,2} \rangle$ . Петлевые эффекты, однако, генерируют ненулевые значения  $\mu_{12}^2, \lambda_{6,7}$ , которые нарушают  $Z_2$ -симметрию мягко ( $\lambda_{6,7} = 0, \mu_{12}^2 \neq 0$ ) или жестко ( $\mu_{12}^2 \neq 0, \lambda_{6,7} \neq 0$ ).

Двухдублетная структура приводит к наличию пяти бозонов Хиггса. В случае модели с CP-нарушением три из них нейтральны и не имеют определенной CP-четности  $h_{1,2,3}$  ( $m_{h_1} \leq m_{h_2} \leq m_{h_3}$ ), в CP-сохраняющем пределе два скаляра являются CP-четными  $h$  и  $H$  ( $m_h < m_H$ ), один CP-нечетен  $A$ , оставшиеся два заряжены  $H^+$  и  $H^-$ .

Поиски дополнительных бозонов Хиггса привели к установлению ограничений снизу на их массы (95% CL) [11]: массы нейтральных хиггсовских бозонов МССМ превышают 389 (1613) ГэВ при  $\text{tg}\beta = 10$  (60); в предположении  $m_{H^\pm} < m_t$  массы заряженных бозонов  $m_{H^\pm} > 155$  ГэВ, если же  $m_{H^\pm} > m_t$ , то  $m_{H^\pm} > 181$  (1103) ГэВ при  $\text{tg}\beta = 10$  (60) (более сильные теоретические ограничения для  $m_{H^\pm}$  получены из анализа распада  $B$ -мезонов [12]), где  $m_t$  — масса топ-кварка.

Наиболее легкий нейтральный бозон Хиггса тогда идентифицируется с наблюдаемым скаляром, а его константы связи с частицами SM в пределах точности экспериментальных данных должны при этом удовлетворять пределу настройки связей (alignment limit), согласно которому  $u_{\text{ДДМ}}/u_{\text{СМ}} \simeq 1$ . В случае CP-сохранения предел настройки связей приводит к требованию  $\beta - \alpha \approx \pi/2$  при  $h_{125} = h$  [13, 14], где  $\alpha, \beta$  — углы смешивания в секторе Хиггса ДДМ. При  $\text{tg}\beta < 10$  возможность интерпретации  $h_{125} = H$  ис-

ключена в широком классе параметрических сценариев МССМ [15–17]. При  $m_{H^\pm} \sim v$  массы бозонов Хиггса порядка  $\mathcal{O}(v)$  (см., например, [18, 19]), при больших  $m_{H^\pm}$  дополнительные бозоны Хиггса имеют массы порядка  $m_{H^\pm}$ , случай известный в литературе как предел отщепления масс (decoupling limit) [20].

На сегодняшний день модельно-зависимые ограничения снизу на массы суперпартнеров кварков  $M_S$  составляют порядка 1–1.9 ТэВ [21]. Заметим, что выбор  $M_S \sim \mathcal{O}$  (ТэВ) соответствует сценариям естественной суперсимметрии [22]. Т.о., в модели с CP-нарушением наиболее вероятным является реализация предела отщепления, при котором  $h_1$  идентифицируется с наблюдаемым бозоном Хиггса  $h_{125}$ .

В настоящей работе рассматривается явное нарушение CP-симметрии в секторе Хиггса ДДМ и МССМ ( $\text{Im}\lambda_{5,6,7} \neq 0, \text{Im}\mu_{12}^2 \neq 0, \xi + \zeta = 0$ ). В разделе 1 обсуждаются радиационные поправки к хиггсовскому сектору ДДМ и МССМ. Разд. 2 посвящен рассмотрению предельного перехода от модели с CP-сохранением к модели с CP-нарушением. В разд. 3 проанализирован предел настройки связей при  $h_1 = h_{125}$ , в разд. 4 обсуждаются эффекты, явно нарушающие CP-симметрию в секторе Хиггса. Следствия для угла смешивания  $\alpha_{\text{CP}}$  обсуждаются в разд. 5, численные оценки представлены в разд. 6. Результаты кратко освещены в Заключение.

## 1. РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ В ХИГГСОВСКОМ СЕКТОРЕ ДДМ И МССМ

Параметры самодействия хиггсовских полей  $\lambda_i$  эффективного потенциала МССМ (3) в древесном приближении на масштабе масс суперпартнеров  $M_S$  могут быть определены в виде [3]

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \frac{g_1^2 + g_2^2}{4}, & \lambda_3 &= \frac{g_2^2 - g_1^2}{4}, \\ \lambda_4 &= -\frac{g_2^2}{2}, & \lambda_{5,6,7} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Рассмотрение радиационных поправок на этом и/или других масштабах (как правило, меньших) приводит к возникновению бесконечного числа дополнительных вкладов, подавленных масштабом Новой физики [23]

$$U^{\text{loop-level}} = U^{(2)} + U^{(4)} + U^{(6)} + U^{(8)} + \dots, \quad (4)$$

где слагаемые  $U^{(i)}$  ( $i = 2n, n = 1, 2, \dots$ ) соответствуют совокупности всех возможных операторов размерности  $i$  по полям,  $\mathcal{O}(\Phi^i)$ . Например,  $U^{(2)}$  соответствует вкладам первых четырех слагаемых в (3),  $U^{(4)}$  — вкладам при параметрах  $\lambda_i$  в (3), явный вид  $U^{(6)}$  можно найти в [24].

Радиационные поправки к параметрам  $\lambda_i$  в рамках диаграммной техники были получены работах [25–27] (однопетлевые вклады), [28–30] (двухпетлевые вклады), [31, 32] (трехпетлевые вклады); в рамках эффективной теории поля были получены в работах

[9, 10, 33–39]. Последний подход хорошо согласуется с гибридным [40, 41] при  $M_S \gg m_t$  [42].

Однопетлевые пороговые поправки к эффективным операторам размерности «шесть»  $\kappa_a(\Phi_i^\dagger \Phi_j)^3$  ( $a = 1, \dots, 13$ ,  $i, j = 1, 2$ ) в приближении нулевого внешнего импульса и существенных вкладов скварков третьего поколения были получены в [24]. Численные оценки в пределе CP-сохранения показали, что вклады  $\kappa_a$  становятся сопоставимы с  $\lambda_i$  в режиме МССМ  $A_{t,b}, \mu \sim \mathcal{O}(M_{\text{SUSY}})$  [16, 17, 24, 43, 44] (в этом режиме в пределе CP-сохранения также возможен сценарий с массой псевдоскалара порядка 30 ГэВ в пределе настройки связей [16, 17, 43, 44]).

## 2. МАССОВЫЙ БАЗИС И ПРЕДЕЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД ОТ МОДЕЛИ С CP-СОХРАНЕНИЕМ К МОДЕЛИ С CP-НАРУШЕНИЕМ

После спонтанного нарушения электрослабой симметрии переход в массовый базис можно осуществить с помощью вращения исходных полей в хиггсовском секторе на углы  $\alpha$  и  $\beta$

$$\begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \mathcal{O}_\alpha \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \mathcal{O}_\beta \begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} \omega_1^\pm \\ \omega_2^\pm \end{pmatrix} = \mathcal{O}_\beta \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix},$$

где

$$\mathcal{O}_X = \begin{pmatrix} \cos X & -\sin X \\ \sin X & \cos X \end{pmatrix}, \quad \alpha \in (-\pi/2, 0], \quad \beta \in (0, \pi/2), \quad (6)$$

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

$\Delta\mathcal{M}_{ij}$  — радиационные поправки к CP-четной массовой матрице [24]. Отсутствие линейного по  $A$  слагаемого в (7) определяет связь  $c_0 = 0$ , откуда

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

Выражения  $c_1$  и  $c_2$  принимают вид

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

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

При  $\text{Im}\lambda_{5,6,7} = 0$ ,  $\text{Im}\kappa_{7,\dots,13} = 0$  состояния  $h, H, A, H^\pm$  являются физическими, что соответствует

состояния  $h, H$  CP-четны,  $A$  — CP-нечетно,  $H^\pm$  — заряженные бозоны Хиггса,  $G^\pm, G^0$  — голдстоуновские поля. Наличие минимума хиггсовского потенциала определяет связи для  $\mu_1^2, \mu_2^2$  и  $\text{Re}\mu_{12}^2$  (см. [9, 10]). Тогда хиггсовский потенциал (4) можно представить в виде

$$U = c_0 A + c_1 h A + c_2 H A + \frac{m_h^2}{2} h^2 + \frac{m_H^2}{2} H^2 + \frac{m_A^2}{2} A^2 + m_{H^\pm}^2 H^+ H^- + I_i, \quad (7)$$

где  $I_i$  — слагаемые, описывающие взаимодействия  $i$  скаляров ( $i = 3, 4, \dots$ ),

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 + \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{m_A^4 + m_Z^4 - 2m_A^2 m_Z^2 c_{4\beta} + C}), \quad (8)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2 - \frac{v^2}{2}(\text{Re}\Delta\lambda_5 - \Delta\lambda_4) + \frac{v^4}{4}[c_\beta^2(2\text{Re}\kappa_9 - \kappa_5) + s_\beta^2(2\text{Re}\kappa_{10} - \kappa_6) - s_{2\beta}(\text{Re}\kappa_{11} - 3\text{Re}\kappa_7)], \quad (9)$$

$$\text{tg } 2\alpha = \frac{(m_Z^2 + m_A^2)s_{2\beta} - 2\Delta\mathcal{M}_{12}^2}{(m_A^2 - m_Z^2)c_{2\beta} - \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2}, \quad (10)$$

где  $c_\beta = \cos \beta$ ,  $s_\beta = \sin \beta$  и т.д.,  $m_{W,Z}$  — массы калибровочных бозонов  $W^\pm, Z$ ,

пределу CP-сохранения. При  $c_{1,2} \neq 0$  переход в базис физических состояний осуществляется с помощью матрицы поворота  $a_{ij}$  [9]

$$\begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где физические поля  $h_{1,2,3}$  не являются состояниями с определенной CP-четностью и представляют собой линейную комбинацию CP-четных ( $h, H$ ) и CP-нечетного ( $A$ ) состояний. Массы нейтральных бозонов Хиггса можно представить в виде [9]

$$\begin{aligned} m_{h_{1,2}}^2 &= 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\Theta \pm 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \\ m_{h_3}^2 &= 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$q = \frac{1}{9}(3a_1^2 - a_2^2), \quad r = \frac{1}{54}(9a_1a_2 - 27a_0 - 2a_2^3), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \Theta &= \arccos\left(\frac{r}{\sqrt{(-q)^3}}\right), \\ a_0 &= c_1^2 m_H^2 + c_2^2 m_h^2 - m_h^2 m_H^2 m_A^2, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} a_1 &= m_h^2 m_H^2 + m_h^2 m_A^2 + m_H^2 m_A^2 - c_1^2 - c_2^2, \\ a_2 &= -m_h^2 - m_H^2 - m_A^2, \end{aligned} \quad (18)$$

причем в пределе CP-сохранения ( $c_{1,2}=0$ ):

$$\begin{aligned} m_{h_1} &= \min\{m_h, m_H, m_A\}, \\ m_{h_3} &= \max\{m_h, m_H, m_A\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Элементы матрицы  $a_{ij}$  в (14) определяются в виде [9, 10]

$$a_{ij} = a'_{ij}/n_j, \quad n_j = k_j \sqrt{a'^2_{1j} + a'^2_{2j} + a'^2_{3j}}, \quad k_j = \pm 1, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} a'_{11} &= [(m_H^2 - m_{h_1}^2)(m_A^2 - m_{h_1}^2) - c_2^2], \quad a'_{12} = -c_1 c_2, \\ a'_{13} &= -c_1(m_H^2 - m_{h_3}^2), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} a'_{21} &= c_1 c_2, \quad a'_{22} = -[(m_h^2 - m_{h_2}^2)(m_A^2 - m_{h_2}^2) - c_1^2], \\ a'_{23} &= -c_2(m_h^2 - m_{h_3}^2), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} a'_{31} &= -c_1(m_H^2 - m_{h_1}^2), \quad a'_{32} = c_2(m_h^2 - m_{h_2}^2), \\ a'_{33} &= (m_h^2 - m_{h_3}^2)(m_H^2 - m_{h_3}^2). \end{aligned} \quad (23)$$

### 3. Предел настройки связей

В пределе настройки связей предполагается, что для констант связи бозона Хиггса, ассоциируемого с наблюдаемым, с верхними ( $u$ ) и нижними ( $d$ ) фермионами и калибровочными бозонами ( $V = Z, W^\pm$ ) выполняется условие  $u_{\text{ДДМ}}/y_{\text{СМ}} \simeq 1$ . В табл. 1 представлены выражения для этих констант связи в моделях с CP-сохранением и с CP-нарушением. Можно заметить, что предел настройки связей в CP-сохраняющем пределе имеет простой вид  $\beta - \alpha \simeq \pi/2$  [13, 14].

Таблица 1. Выражения для констант связи наблюдаемого бозона Хиггса  $h_{125}$  с верхними ( $u$ ) и нижними ( $d$ ) фермионами и калибровочными бозонами ( $V = Z, W^\pm$ ) в пределе CP-сохранения ( $h_{125} = h$ ) и CP-нарушения ( $h_{125} = h_1$ ) [9]

уддм/ $y_{\text{СМ}}$	CP-сохранение	CP-нарушение
$h_{125}uu$	$c_\alpha/s_\beta$	$(s_\alpha a_{21} + c_\alpha a_{11} - i c_\beta a_{31} \gamma_5)/s_\beta$
$h_{125}dd$	$-s_\alpha/c_\beta$	$(c_\alpha a_{21} - s_\alpha a_{11} - i s_\beta a_{31} \gamma_5)/c_\beta$
$h_{125}VV$	$s_{\beta-\alpha}$	$c_{\alpha-\beta} a_{21} - s_{\alpha-\beta} a_{11}$

Предел настройки связей в случае CP-нарушения имеет более сложный вид. В частности, можно заметить, что  $a_{31} \simeq 0$ , откуда нетрудно получить

$$a_{11} \simeq \sin(\beta - \alpha), \quad a_{21} \simeq \cos(\beta - \alpha), \quad \text{где } (\beta - \alpha) \in (0, \pi). \quad (24)$$

Анализ зависимостей  $a_{ij}$ , (20)–(23), позволяет заметить, что условие  $a_{31} \simeq 0$  выполняется, если

$$\text{I) } c_1 \simeq 0, \quad \text{II) } m_H^2 \simeq m_{h_1}^2, \quad \text{III) } c_1 \simeq 0, \quad m_H^2 \simeq m_{h_1}^2, \quad (25)$$

где случай III является избыточным, поскольку достаточно лишь выполнение случая I или II. Анализ условий (25) приводит к двум возможным реализациям предела настройки связей. В табл. 2 представлены результаты для случаев I и II в приближении  $\mathcal{O}(\Phi^4)$  и в общем виде ДДМ. Для соответствующих случаев

Таблица 2. Предел настройки связей в случае явного CP-нарушения в хиггсовском секторе в общем виде ДДМ и в приближении разложения хиггсовского потенциала до операторов  $\mathcal{O}(\Phi^4)$

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

реализации предела настройки связей матрицы пово-

рота  $a_{ij}$  [см. (14)] тогда можно представить в упрощенном виде

$$a^I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22}^I & a_{23}^I \\ 0 & a_{32}^I & a_{33}^I \end{pmatrix}, \quad a^{II} = \begin{pmatrix} \sin(\beta - \alpha) & a_{12}^{II} & a_{13}^{II} \\ \cos(\beta - \alpha) & a_{22}^{II} & a_{23}^{II} \\ 0 & a_{32}^{II} & a_{33}^{II} \end{pmatrix}, \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned} a_{22}^I &\simeq m_{h_2}^2 - m_A^2, & a_{23}^I &\simeq -c_2^I, \\ a_{32}^I &\simeq c_2^I, & a_{33}^I &\simeq m_H^2 - m_{h_3}^2, \\ n_2^I &= k_2 \xi_2^I \sqrt{(m_A^2 - m_{h_2}^2)^2 + (c_2^I)^2}, \\ n_3^I &= k_3 \xi_3^I \sqrt{(m_H^2 - m_{h_3}^2)^2 + (c_2^I)^2}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} a_{12}^{II} &\simeq c_1^I \operatorname{tg}(\beta - \alpha), & a_{22}^{II} &= a'_{22}, \\ a_{32}^{II} &\simeq -c_1 \operatorname{tg}(\beta - \alpha)(m_h^2 - m_{h_2}^2), \\ a_{13}^{II} &= a_{13}, & a_{23}^{II} &\simeq c_1 \operatorname{tg}(\beta - \alpha)(m_h^2 - m_{h_3}^2), & a_{33}^{II} &= a'_{33}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} c_2^I &\simeq v^2 (\operatorname{Im} \lambda_7 \operatorname{tg} \beta - \operatorname{Im} \lambda_6 \operatorname{ctg} \beta) / 2, \\ c_2^{II} &\simeq -c_1^{II} \operatorname{tg}(\beta - \alpha), \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \xi_1^I &= \begin{cases} +1, & \text{если } a'_{11} > 0, \\ -1, & \text{если } a'_{11} < 0, \end{cases} \\ \xi_{2,3}^I &= \begin{cases} +1, & \text{если } m_h^2 > m_{h_{2,3}}^2, \\ -1, & \text{если } m_h^2 < m_{h_{2,3}}^2, \end{cases} \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \xi_{1,2}^{II} &= \begin{cases} +1, & \text{если } c_{1,2} > 0, \\ -1, & \text{если } c_{1,2} < 0, \end{cases} \\ \xi_3^{II} &= \begin{cases} +1, & \text{если } (\beta - \alpha) \in (0, \pi/2), \\ -1, & \text{если } (\beta - \alpha) \in (\pi/2, \pi). \end{cases} \end{aligned} \quad (31)$$

Заметим, что удовлетворяющие пределу настройки связей аналитические выражения общего вида, представленные в табл. 2, получены впервые. Имеющиеся в литературе условия для предела настройки связей [45] не позволяют выделить простые соотношения, а соответствующий анализ режимов модели может быть проведен только численно. Возможность реализации *предела настройки II* замечена впервые.

#### 4. CP-НАРУШАЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ В ПРЕДЕЛЕ НАСТРОЙКИ СВЯЗЕЙ

В пределе настройки связей предполагается, что взаимодействия  $h_1$  с частицами СМ неотличимы от предсказаний СМ. Однако эффекты с CP-нарушением могут проявиться во взаимодействиях оставшихся нейтральных бозонов Хиггса с верхними ( $u$ ) и нижними ( $d$ ) фермионами и калибровочными бозонами. В

табл. 3 представлены нормированные вершины взаимодействия для соответствующих пределов настройки связей.

Таблица 3. 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 пределе настройки связей в случаях I и II, см. табл. 2

Взаимодействие	Случай I	Случай II
$h_2 uu$	$-a_{22}^I \operatorname{ctg} \beta$	$(s_\alpha a_{22}^{II} + c_\alpha a_{12}^{II} - i c_\beta a_{32}^{II} \gamma_5) / s_\beta$
$h_3 uu$	$-i a_{33}^I \operatorname{ctg} \beta \gamma_5$	$(s_\alpha a_{23}^{II} + c_\alpha a_{13}^{II} - i c_\beta a_{33}^{II} \gamma_5) / s_\beta$
$h_2 dd$	$a_{22}^I \operatorname{tg} \beta$	$(c_\alpha a_{22}^{II} - s_\alpha a_{12}^{II} - i s_\beta a_{32}^{II} \gamma_5) / c_\beta$
$h_3 dd$	$-i a_{33}^I \operatorname{tg} \beta \gamma_5$	$(c_\alpha a_{23}^{II} - s_\alpha a_{13}^{II} - i s_\beta a_{33}^{II} \gamma_5) / c_\beta$
$h_2 VV$	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 выражения имеют довольно простой вид, откуда можно сразу заметить, что взаимодействия  $h_{2,3}$  с калибровочными бозонами сильно подавлены, взаимодействия скаляра  $h_2$  с фермионами CP-четны, взаимодействия  $h_3$  — CP-нечетны и могут быть особенно заметны при  $a_{33} \sim 1$ . В пределе настройки связей II взаимодействия с калибровочными бозонами не подавлены, а эффекты с CP-нарушением могут проявляться во взаимодействиях с фермионами как скаляра  $h_2$ , так и скаляра  $h_3$ , причем могут быть тем сильнее, чем больше величины  $a_{32}, a_{33}$ . Исследование конкретных процессов со скаляром, наблюдение которых могло бы привести к однозначному свидетельству CP-нарушения, можно найти в [45].

#### 5. СЛЕДСТВИЯ ИЗ ОГРАНИЧЕНИЙ НА УГОЛ СМЕШИВАНИЯ $\alpha_{CP}$

В настоящее время активно ведутся поиски эффектов, нарушающих CP-симметрию во взаимодействиях 'фермион-нейтральный бозон Хиггса с CP-нарушением' [46]. Анализ сводится к исследованию вершин взаимодействия, в которых предполагается наличие ненулевого CP-нарушающего вклада. Например, взаимодействие бозона Хиггса с топ-кварком  $tth_{125}$  можно представить в виде [46]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{m_t}{v} [\bar{\psi}_t k_t (\cos \alpha_{CP} + i \sin \alpha_{CP} \gamma_5) \psi_t] h_{125}, \quad (32)$$

где параметры  $k_t, \alpha_{CP}$  описывают эффекты Новой физики и в рамках СМ  $k_t = 1, \alpha_{CP} = 0$ . Для данного взаимодействия ограничение сверху составляет  $\alpha_{CP} < 43^\circ$  [46].

Явный вид соответствующей вершины в рамках ДДМ (см. табл. 1) позволяет выразить эксперимен-

тально исследуемую величину в терминах параметров модели

$$\alpha_{\text{CP}} = -\arcsin[a_{31} \text{ctg} \beta k_t^{-1}]. \quad (33)$$

Нетрудно заметить, что в пределе настройки связей  $\alpha_{\text{CP}} \simeq 0$ . Анализ модели сводится к ограничению пространства параметров, для которого справедливо  $\alpha_{\text{CP}} < 43^\circ$ .

## 6. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

В настоящем разделе численный анализ выполнен на основе результатов, полученных методами эффективной теории поля [9, 10, 24] в предположении, что основной вклад в радиационные поправки сектора Хиггса вносят скалярные кварки третьего поколения, вырожденные по массе  $(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2)/(m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2) < 0.5$ ,  $M_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$  [36]. Свободными параметрами МС-СМ тогда являются

$$M_{\text{SUSY}}, \text{tg} \beta, m_{H^\pm}, A_{t,b} = |A_{t,b}| e^{i\varphi_{t,b}}, \mu = |\mu| e^{i\varphi_\mu}, \quad (34)$$

где  $M_{\text{SUSY}} = \sqrt{M_S^2 - m_t^2}$ ,  $A_{t,b}$  — трилинейные константы связи,  $\mu$  — массовый параметр хиггсино,  $\varphi_{t,b,\mu}$  — СР-нарушающие фазы. При  $A_t = A_b = A$  число свободных параметров можно редуцировать до шести:  $M_{\text{SUSY}}, \text{tg} \beta, m_{H^\pm}, |A|, |\mu|, \varphi = \varphi_{t,b} + \varphi_\mu$ . Будем предполагать, что  $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$ ,  $|A_{t,b}| = 2M_{\text{SUSY}}$  [47].

Пример зависимости масс бозонов Хиггса от фазы, нарушающей СР-симметрию, представлен на рис. 1, где  $M_{\text{SUSY}} = 2.5$  ТэВ,  $\text{tg} \beta = 5$  и  $m_{H^\pm} = 200$  ГэВ (слева) или  $m_{H^\pm} = 1200$  ГэВ (справа). Численный анализ демонстрирует, что зависимость масс от параметра  $\varphi$  максимальна при малых значениях  $m_{H^\pm} \sim \mathcal{O}(v)$  и практически не чувствительна к  $\varphi$  при  $m_{H^\pm} \gg v$ . В этом смысле предел СР-сохранения является очень хорошим приближением даже в случае наличия примеси СР-нечетного состояния у наблюдаемого бозона Хиггса.

Численный анализ *предела настройки связей I* показал, что условие  $k_1 \xi_1 = 1$  выполняется при любых  $m_{H^\pm}$  и  $\varphi$ . Поскольку выражение для  $\text{Im} \mu_{12}^2 \simeq 0$  не зависит от свободного параметра  $m_{H^\pm}$ , в рамках рассматриваемого сценария можно однозначно получить значения  $\varphi$ :  $\varphi_1 = \pi n$ ,  $\varphi_2 \simeq 2\pi n + 1.88$ ,  $\varphi_3 \simeq 2\pi(n+1) - 1.88$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$ , см. рис. 2 (слева). Заметим, что решения  $\varphi_1 = \pi n$  соответствуют случаю, совпадающему с пределом СР-сохранения, поскольку выражения для мнимых частей, описываемых  $\sin \varphi$ , равны 0. Таким образом, в дальнейшем будем интересоваться решениями  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$ . Для таким образом определенных  $\varphi$  условие  $\beta - \alpha \simeq \pi/2$  тогда зависит только от  $m_{H^\pm}$ . На рис. 2 (справа) представлены зависимости  $\beta - \alpha - \pi/2 \simeq 0$  при  $\varphi \simeq \{0, 1.88, \pi, 2\pi - 1.88, 2\pi\}$ , которые, как можно заметить, совпадают. Видно, что предел настройки связей приближенно выплняется при

$m_{H^\pm} \gtrsim 500$  ГэВ, причем тем точнее, чем больше величина  $m_{H^\pm}$ .

Для *предела настройки связей II* условие  $\text{Im} \mu_{12}^2 \simeq 0$  (см. табл. 2) справедливо также при значениях  $\varphi_1 = \pi n$ ,  $\varphi_2 \simeq 2\pi n + 1.88$ ,  $\varphi_3 \simeq 2\pi(n+1) - 1.88$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Численные оценки условия  $m_H \simeq m_{h_1}$  при соответствующих значениях  $\varphi$  показали, что наименьшее значение зависимости  $(m_H - m_{h_1})$  приобретает при  $m_{H^\pm} \simeq 160$  ГэВ и  $M_{\text{SUSY}} \gtrsim 2$  ТэВ. При меньших  $M_{\text{SUSY}}$  и/или больших значениях  $m_{H^\pm}$  величина  $(m_H - m_{h_1}) \sim \mathcal{O}(1)$  ТэВ. При этом 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. Из экспериментальных данных, однако, известно, что большие значения  $\text{tg} \beta$  маловероятны.

Численные оценки матричного элемента  $a_{33}$ , ответственного за СР-нарушающие взаимодействия  $h_3$  с фермионами СМ, представлены на рис. 3 (слева). Взаимодействие тем сильнее, чем больше масса заряженного бозона Хиггса  $m_{H^\pm}$ .

Экспериментальное ограничение на угол  $\alpha_{\text{CP}}$  и теоретические предсказания представлены на рис. 3 (справа) при  $k_t = 0.1$ ,  $\varphi = \{\pi/4, \pi/2, 3/4\pi, 5/4\pi\}$ . При  $\varphi \in (0, \pi)$  угол  $\alpha_{\text{CP}} < 0$ , однако для  $\varphi \in (\pi, 2\pi)$  условие  $\alpha_{\text{CP}}^{\text{exp}} < 43^\circ$  позволяет ограничить пространство свободных параметров модели. Наиболее вероятными тогда становятся области значений  $m_{H^\pm} > 2-3$  ТэВ, однако однозначных предсказаний в общем случае получить нельзя, поскольку параметр  $k_t$  всегда можно подобрать так, чтобы  $\alpha_{\text{CP}} < 43^\circ$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрено явное нарушение СР-симметрии в секторе Хиггса ДДМ и МССМ ( $\text{Im} \lambda_{5,6,7} \neq 0$ ,  $\text{Im} \mu_{12}^2 \neq 0$ ,  $\xi + \zeta = 0$ ). В предположении, что легчайший нейтральный бозон Хиггса с неопределенной СР-четностью ассоциирован с наблюдаемым скаляром, проанализирован предел настройки связей, получены аналитические соотношения. Существует две возможности его реализации. В *пределе настройки связей I* необходимо, чтобы выполнялось то же соотношение, что и в случае СР-сохраняющего предела  $\beta - \alpha \simeq \pi/2$ , а также  $c_1 \simeq 0, k_1 \xi_1 = 1$ . *Предел настройки связей II* реализуется в случае, когда массы бозонов Хиггса ДДМ не отщеплены и порядка электрослабой шкалы. В обоих случаях в приближении разложения хиггсовского потенциала до операторов  $\mathcal{O}(\Phi^4)$  необходимо выполнение условия  $\text{Im} \mu_{12}^2 \simeq 0$ , определяющее связь для мнимых частей  $\lambda_{5,6,7}$ . Полученные аналитические условия, удовлетворяющие пределу настройки связей, позволяют выделить простые связи, определенные в табл. 2, и провести анализ режимов ДДМ и МССМ в общем виде.

Проявления СР-нарушения в секторе Хиггса могут быть наблюдаемы во взаимодействиях нейтральных хиггсовских бозонов и фермионов, причем в *пре-*

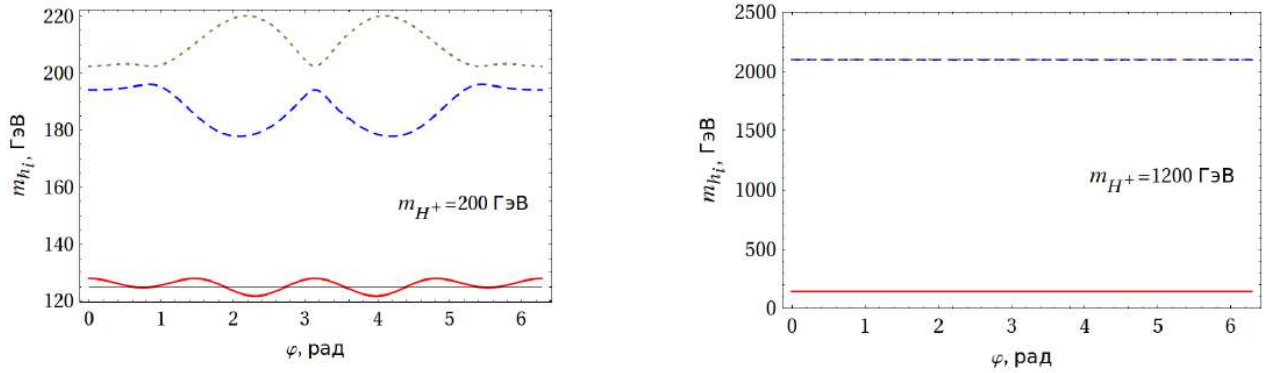


Рис. 1. Массы нейтральных бозонов Хиггса в однопетлевом приближении:  $m_{h_1}$  (красная сплошная линия),  $m_{h_2}$  (голубая пунктирная линия),  $m_{h_3}$  (коричневая точечная линия).  $M_{\text{SUSY}} = 2.5$  ТэВ,  $|A_{t,b}| = 2M_{\text{SUSY}}$ ,  $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$ ,  $\text{tg } \beta = 5$ . Тонкая сплошная линия соответствует 125 ГэВ

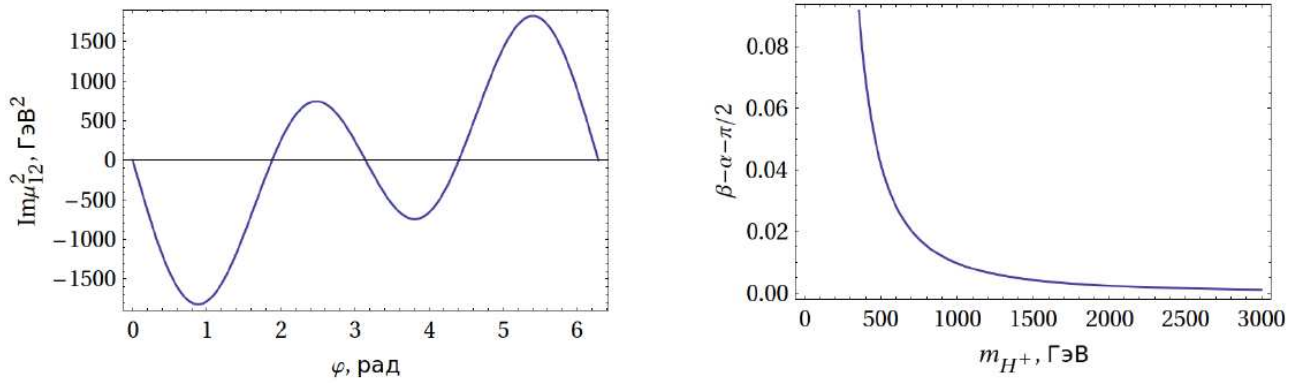


Рис. 2. Зависимости, характеризующие *предел настройки связей I*:  $\text{Im} \mu_{12}^2$  (слева) и  $\beta - \alpha - \pi/2$  при  $\varphi \simeq \{0, 1.88, \pi, 2\pi - 1.88, 2\pi\}$  (справа). Здесь  $M_{\text{SUSY}} = 2$  ТэВ,  $|A_{t,b}| = 2M_{\text{SUSY}}$ ,  $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$ ,  $\text{tg } \beta = 5$

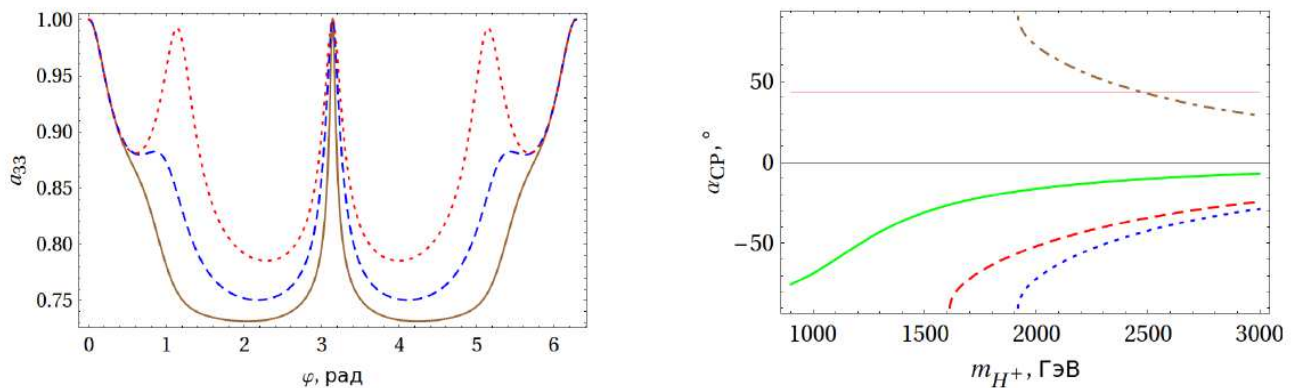


Рис. 3. Зависимость матричного элемента  $a_{33}$  (слева):  $m_{H^\pm} = 500$  ГэВ (коричневая сплошная линия),  $m_{H^\pm} = 1000$  ГэВ (голубая пунктирная линия),  $m_{H^\pm} = 3000$  ГэВ (красная точечная линия). Предсказания для угла  $\alpha_{\text{CP}}$ , характеризующего взаимодействия бозона Хиггса  $h_1$  с топ-кварками (справа):  $\varphi = \pi/4$  (сплошная зеленая линия),  $\varphi = \pi/2$  (пунктирная красная линия),  $\varphi = 3/4\pi$  (точечная синяя линия),  $\varphi = 5/4\pi$  (штрихпунктирная коричневая линия). Тонкая красная линия соответствует верхнему ограничению  $43^\circ$  [46]. Здесь  $M_{\text{SUSY}} = 2$  ТэВ,  $|A_{t,b}| = 2M_{\text{SUSY}}$ ,  $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$ ,  $\text{tg } \beta = 5$ ,  $k_t = 0.1$

деле *настройки связей I* взаимодействия с калибровочными бозонами сильно подавлены, взаимодействия

скаляра  $h_2$  с фермионами CP-четны, взаимодействия  $h_3$  — CP-нечетны. В *пределе настройки связей II* вза-

имодействия с калибровочными бозонами не подавлены, а эффекты с CP-нарушением могут проявляться во взаимодействиях с фермионами как скаляра  $h_2$ , так и скаляра  $h_3$ .

Численные оценки, выполненные в рамках МССМ, показали, что при  $m_{H^\pm} \gg v$  предел CP-сохранения является хорошим приближением даже в случае наличия примеси CP-нечетного состояния у наблюдаемого бозона Хиггса. *Предел настройки связей I* выплняется при  $m_{H^\pm} \gtrsim 500$  ГэВ, причем тем точнее, чем больше величина  $m_{H^\pm}$ . Напротив, *предел настройки свя-*

*зей II* реализуется при  $m_{H^\pm} \simeq 160$  ГэВ и  $M_{\text{SUSY}} \gtrsim 2$  ТэВ,  $\text{tg } \beta \gtrsim 35$ . Значения масс  $m_{H^\pm} \gtrsim 2-3$  ТэВ предпочтительны для наблюдения эффектов, нарушающих CP-симметрию, и для удовлетворения верхних ограничений на угол CP-смешивания  $\alpha_{\text{CP}}$  в хиггсовском секторе МССМ.

#### Благодарности

Настоящая работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (№ 22-1-3-35-1).

- [1] *ATLAS Collaboration.* // Phys. Lett. B. **716**. 1. (2012).
- [2] *CMS Collaboration.* // Phys. Lett. B. **716**. 30. (2012).
- [3] *Gunion J. F., Haber H. E., Kane G. L., Dawson S.* // The Higgs Hunter's Guide, Addison-Wesley, 1990.
- [4] *ATLAS Collaboration.* **612**, N 7941. E24. (erratum).
- [5] *CMS Collaboration.* // Nature. **607**, N 7917. 60. (2022).
- [6] *CMS Collaboration.*
- [7] *Kobayashi M., Maskawa T.* // Prog. Theor. Phys. **49**. 652. (1973).
- [8] *Haber H., Kane G.* // Phys. Rept. **117**. 75. (1985).
- [9] *Akhmetzyanova E., Dolgopолов M. and Dubinin M.* // Phys. Part. Nucl. **37**. 677. (2006).
- [10] *Akhmetzyanova E., Dolgopолов M. and Dubinin M.* // Phys. Rev. D. **71**. 075008. (2005).
- [11] *Particle Data Group.* // Prog. Theor. Exp. Phys. **C01**. 083. (2022).
- [12] *Misiak M., Steinhauer M.* // Eur. Phys. J. C. **77**. 201. (2017).
- [13] *Carena M., Haber H.E., Low I., Shah N.R., Wagner C.E.M.* // Phys. Rev. D. **91**. 035003. (2015).
- [14] *Asner D., Barklow T., Calancha C., Fujii K., Graf N., Haber H.E., Ishikawa A., Kanemura S., Kawada S., Kurata M. et al.* // arXiv:1310.0763 [hep-ph].
- [15] *Bahl H., Hollik W.* // J. High Energy Phys. **1807**. 182. (2018).
- [16] *Dubinin M.N., Fedotova E.Yu.* // Int. J. Mod. Phys. A. **33**. 1850150. (2018).
- [17] *Dubinin M.N., Fedotova E.Yu.* // JETP. **131**, №. 6. 917. (2020).
- [18] *Carena M., Low I., Shah N. R., Wagner C. E. M.* // J. High Energy Phys. **04** 015. (2014).
- [19] *Christensen N.D., Han T. and Li T.* // Phys. Rev. D. **86**. 074003. (2012).
- [20] *Gunion J.F. and Haber H.E.* // Phys. Rev. D. **67**. 075019. (2003).
- [21] *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group),* Phys. Rev. D **98**. 030001 (2018). and 2019 update
- [22] *Papucci M., Ruderman J., Weiler A.* // J. High Energy Phys. **1209**. 035. (2012).
- [23] *Coleman S., Weinberg E.* // Phys. Rev. D. **7**. 1888. (1973).
- [24] *Dubinin M.N., Petrova E.Yu.* // Phys. Rev. D. **95**. 055021. (2017).
- [25] *Chankowski P., Pokorski S. and Rosiek J.* // Nucl. Phys. B. **B423**. 437. (1994).
- [26] *Dabelstein A.* // Nucl. Phys. B. **456**. 25. (1995).; Z. Phys. C. **67**. P. 495. (1995).
- [27] *Bagger J., Matchev K., Pierce D., Zhang R.* // Nucl. Phys. B. **491**. 3. (1997).
- [28] *Heinemeyer S., Hollik W. and Weiglein G.* // Phys. Rev. D. **58**. 091701. (1998).
- [29] *Heinemeyer S., Hollik W. and Weiglein G.* // Phys. Lett. B. **440**. P. 296. (1998).
- [30] *Heinemeyer S., Hollik W. and Weiglein G.* // Eur. Phys. J. C. **9**. 343. (1999).
- [31] *Martin S.P.* // Phys. Rev. D. **75**. 055005 (2007).; *Harlander R.V., Kant P., Mihaila L., Steinhauer M.* // Phys. Rev. Lett. **100**. 191602 (2008).; *Kant P., Harlander R. V., Mihaila L., Steinhauer M.* // J. High Energy Phys. **1008**. 104 (2010).; *Feng J.L., Kant P., Profumo S., Sanford D.* // Phys. Rev. Lett. **111**. 131802. (2013).
- [32] *Ahmed T., Bonvini M., Kumar M.C., Mathews P., Rana N., Ravindran V., Rottoli L.* // Eur. Phys. J. C. **76**, N 12. 663. (2016).
- [33] *Haber H. E., Hempfling R.* // Phys. Rev. Lett. **66**. 1815 (1991).; Phys. Rev. D. **48**. 4280. (1993).
- [34] *Carena M., Ellis J., Pilaftsis A., Wagner C.E.M.* // Nucl. Phys. B. **586**. 92. (2000).
- [35] *Choi S. Y., Drees M., Lee J. S.* // Phys. Lett. B. **481**. 57. (2000).
- [36] *Carena M., Quiros M., Wagner C.E.M.* // Nucl. Phys. B. **461**. 407. (1996).
- [37] *Carena M., Espinosa J.R., Quiros M., Wagner C.E.M.* // Phys. Lett. B. **355**. 209. (1995).
- [38] *Casas J., Espinosa J., Quiros M., Riotto A.* // Nucl. Phys. B. **436**. 3. (1995). [E:B439 (1995) 466].
- [39] *Haber H.E., Hempfling R. and Hoang A.* // Z. Phys. C. **75**. 539. (1997).
- [40] *Bahl H., Hollik W.* // Eur. Phys. J. C. **76**. 499. (2016).
- [41] *Heinemeyer S., Hollik W., Weiglein G.* // Comput. Phys. Commun. **124**. 76. (2000).
- [42] *Carena M., Haber H.E., Heinemeyer S. et al.* // Nucl. Phys. B. **580**. 29. (2000).
- [43] *Dubinin M., Fedotova E.* // EPJ Web of Conferences. **222**, N 04006. 1. (2019).,
- [44] *Дубинин М.Н., Федотова Е.Ю.* // УЗФФ. **4**. 2241503. (2022).
- [45] *Haber H.E., Keus V. and Santos R.* // Phys. Rev. D. **106**. 095038. (2022).
- [46] *ATLAS Collaboration.* // Phys. Rev. Lett. **125**. 061802. (2020).
- [47] *Carena M., Ellis J.R., Pilaftsis A., Wagner C.E.M.* // Phys. Lett. B. **495**. 155. (2000).; Nucl. Phys. B. **586**. 92. (2000).



## The observed Higgs boson as a scalar of indefinite CP-parity of minimal supersymmetry

M. N. Dubinin<sup>a</sup>, E. Yu. Fedotova<sup>b</sup>

*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>dubinin@theory.sinp.msu.ru., <sup>b</sup>fedotova@theory.sinp.msu.ru*

The Higgs sector of minimal supersymmetry with explicitly CP violation is considered under the assumption that the lightest neutral Higgs boson without definite CP parity is associated with the observed scalar. The analysis of the alignment limit leads to two possibilities for its realization: 1) the condition  $\beta - \alpha \simeq \pi/2$ , known in the CP-conserving limit, is supplemented by  $c_1 \simeq 0$ ,  $k_1 \xi_1^I = 1$ ; 2) the masses of the Higgs bosons are not decoupled and of the order of the electroweak scale, and  $m_H^2 \simeq m_{h_1}^2$ ,  $c_2 \simeq -c_1 \operatorname{tg}(\beta - \alpha)$ ,  $k_1 \xi_1^{II} \xi_2^{II} \xi_3^{II} = 1$ . CP-violating effects in the alignment limit and the values of CP mixing angle  $\alpha_{\text{CP}}$  are discussed.

PACS: 11.10.Hi, 11.15.Ex, 11.25.Db, 11.30.Pb, 11.30.Qc, 11.80.Et, 14.80.Cp.

*Keywords:* CP-violation, Higgs bosons, radiative corrections, MSSM.

*Received 01 June 2023.*

### Сведения об авторах

1. Дубинин Михаил Николаевич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-23-93, e-mail: dubinin@theory.sinp.msu.ru.
2. Федотова Елена Юрьевна — канд. физ.-мат. наук; тел.: (495) 939-23-93, e-mail: fedotova@theory.sinp.msu.ru.