

# Эффекты минимальной суперсимметричной стандартной модели в смешивании нейтральных $K^0$ -мезонов

А. И. Сукачев

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2. E-mail: salex-82@yandex.ru*

Статья поступила 06.10.2008, подписана в печать 13.03.2009.

Исследовано смешивание нейтральных  $K^0$ -мезонов в рамках минимальной суперсимметричной модели (МССМ) с юкавским сектором второго типа и явным нарушением  $CP$ -инвариантности в хиггсовском потенциале. Параметры смешивания  $\Delta m_{LS}$  и  $\varepsilon$  рассчитаны в пределе четырехфермионного приближения с обменом заряженными бозонами Хиггса. Настоящая работа уточняет данные, изложенные в [1], и, учитывая влияние новых вкладов на указанные выше наблюдаемые, подтверждает малость суперсимметричных эффектов для системы  $K^0$ -мезонов.

**Ключевые слова:** МССМ, заряженный бозон Хиггса, нейтральные мезоны, нарушение  $CP$ -инвариантности.

УДК: 539.12.01. PACS: 12.60.Jv; 14.80.Cp.

## Введение

Минимальное суперсимметричное расширение стандартной модели (СМ) содержит в общем случае большое число параметров [2, 3], позволяющих получить дополнительные, по сравнению с СМ, вклады в наблюдаемые параметры смешивания системы  $K^0$ -мезонов: расщепление масс  $\Delta m_{LS}$  и величину косвенного нарушения  $CP$ -инвариантности<sup>1</sup>  $\varepsilon$ .

В статье [1] вычисления перечисленных выше наблюдаемых производились в низкоэнергетическом четырехфермионном приближении; при этом авторы, используя происхождение основного вклада от механизма Глэшоу–Илиопулоса–Майани (ГИМ-механизма) из области малых значений внутреннего импульса  $k^\mu$ , пренебрегали последним в сравнении с массой верхних夸克ов  $m_i$  ( $i = c, t$  — индекс поколения夸克ов) в числителях фермионных пропагаторов, что позволяло упростить расчетную технику и использовать точные значения для величин скалярного и псевдоскалярного вакуумного проектирования, вычисление которых в общем случае представляется достаточно сложным.

Результаты настоящей работы не ограничиваются одним лишь низкоэнергетическим приближением; рассматриваются точные фермионные пропагаторы самого общего вида:  $\Pi(k^\mu, m_i) = \frac{k^\mu \gamma_\mu + m_i}{k^2 - m_i^2}$ . Вследствие этого во всех исследуемых типах диаграмм появляются вклады от первого слагаемого в числителе пропагатора и от перекрестных членов. Однако, как показано ниже, выбранное в [1] приближение является корректным, подчеркивая малость эффектов МССМ в системах  $K^0$ -мезонов.

Подробная информация о МССМ содержится в работе [4, 5]; юкавский сектор двухдублетной модели был рассмотрен в работе [6] и далее в работах [7, 8]. Процедура диагонализации двухдублетного потенциала, приводящая к массовым состояниям бозонов Хиггса и их взаимодействиям, изложена в [9–12]. В рассматриваемой модели имеется пара заряженных бозонов Хиггса  $H^\pm$  и три нейтральных скаляра  $h_1, h_2, h_3$ , не обладающих определенной  $CP$ -четностью.

Масса заряженного бозона Хиггса удовлетворяет соотношению [9]

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2 - \frac{v^2}{2}(\text{Re } \Delta\lambda_5 - \Delta\lambda_4), \quad (1)$$

где  $m_W$  — масса  $W$ -бозона,  $m_A$  — масса псевдоскаляра в пределе  $CP$ -сохранения,  $v = 2m_W/g_2$ , а эффективные параметры  $\Delta\lambda_{4,5}$  в однопетлевом приближении имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_4 = & -\frac{3g_2^2}{32\pi^2}(h_t^2 + h_b^2)\ln\left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{m_t^2}\right) + \\ & + \frac{3}{8\pi^2}h_t^2h_b^2\left[\ln\left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{m_t^2}\right) + \frac{1}{2}X_{tb}\right] - \\ & - \frac{3}{96\pi^2}\frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2}\left[h_t^4\left(3 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2}\right) + h_b^4\left(3 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2}\right)\right] + \\ & + \frac{3g_2^2[h_b^2(|\mu|^2 - |A_b|^2) + h_t^2(|\mu|^2 - |A_t|^2)]}{64\pi^2M_{\text{SUSY}}^2} + \\ & + \frac{3g_2^4}{64\pi^2}\ln\left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{m_t^2}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Delta\lambda_5 = \frac{3}{96\pi^2}\left(h_t^4\left(\frac{\mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^2}\right)^2 + h_b^4\left(\frac{\mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^2}\right)^2\right). \quad (3)$$

Здесь связи Юкавы  $h_t = \frac{\sqrt{2}m_t}{v \sin \beta}$ ,  $h_b = \frac{\sqrt{2}m_b}{v \cos \beta}$  и

$$X_{tb} \equiv \frac{|A_t|^2 + |A_b|^2 + 2\text{Re}(A_b^*A_t)}{2M_{\text{SUSY}}^2} - \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} - \frac{||\mu|^2 - A_b^*A_t|^2}{6M_{\text{SUSY}}^4}. \quad (4)$$

Мы фиксируем параметры модели условием ( $CPX$ -сценарий):  $\mu = 2A_{t,b} = 4M_{\text{SUSY}}$ , везде в дальнейшем полагая  $M_{\text{SUSY}} = 500$  ГэВ.

## 1. Смешивание $K^0$ -мезонов в СМ

Основными величинами, характеризующими смешивание  $K^0$ -мезонов, являются разность масс физических состояний  $\Delta m_{LS}$  и величина косвенного нарушения  $CP$ -инвариантности  $\varepsilon$ . В рамках СМ смешивание в си-

<sup>1</sup>  $CP$ -инвариантность — симметрия лагранжиана относительно последовательно проведенных операций пространственной инверсии  $P$  и зарядового сопряжения  $C$ .

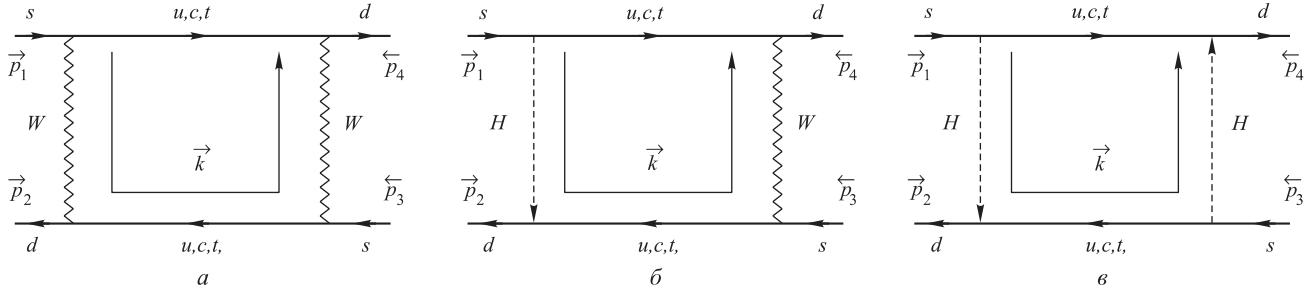


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  в вакууме при наличии трех поколений夸克ов (виртуальных  $u$ - $c$ - и  $t$ -кварков);  $k$  — внутренний импульс, по которому проводится интегрирование;  $a$  — ГИМ-механизм стандартной модели;  $\beta$  — обмен одним заряженным векторным бозоном  $W$  и одним заряженным бозоном Хиггса  $H$  в рамках минимальной суперсимметричной модели с юкавским сектором второго типа;  $\gamma$  — обмен двумя заряженными бозонами Хиггса  $H^\pm$  в рамках минимальной суперсимметричной модели с юкавским сектором второго типа

стеме  $K^0 - \bar{K}^0$  возникает из-за смешивания в секторе заряженных слабых токов, определяемого матрицей Ка-бобо-Кобаяши-Маскава (ККМ-матрицей) [13], а малая величина его объясняется ГИМ-механизмом [14] — рис. 1,  $a$ .

Действительная часть соответствующей амплитуды определяет разность масс нейтральных каонов  $\Delta m_{LS}^{WW} = \frac{G_F^2 f_K^2 m_K B_K}{6\pi^2} \operatorname{Re} A$ , а отношение мнимой и действительной частей — величину косвенного нарушения  $CP$ -симметрии  $|\varepsilon| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\operatorname{Im} A}{\operatorname{Re} A}$ ,

$$A = [(V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^2 \eta_1 I(\xi_1) + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^2 \eta_2 I(\xi_2) + 2V_{td}^* V_{cd}^* V_{ts} V_{cs} \eta_3 m_c m_t I(\xi_1, \xi_2, \xi_3)], \quad (5)$$

где  $\xi_1 = (\frac{m_c}{m_W})^2$ ,  $\xi_2 = (\frac{m_t}{m_W})^2$ ,  $\xi_3 = (\frac{m_t}{m_c})^2$  — аргументы функций Высоцкого-Инами-Лима  $I(\xi)$  [15–17];  $V_{ij}$  — матричные элементы матрицы ККМ,  $f_K \approx 1.27 f_\pi \approx 165$  МэВ — постоянная распада,  $G_F = 1.17 \cdot 10^{-5}$  ГэВ $^{-2}$ ,  $B_K \approx 1.0$  — непертурбативная КХД-поправка, а  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$  — факторизованные пертурбативные КХД-поправки<sup>1</sup> [15, 18]. Далее принимается  $\eta_1 = 1.4$  (см. [19] при  $m_c = 1.4$  ГэВ и  $\Lambda_{MS} = 0.350$  ГэВ), а также  $\eta_2 = 0.47$  и  $\eta_3 = 0.57$ .

## 2. Смешивание $K^0$ -мезонов в МССМ

По сравнению с СМ в МССМ появляются дополнительные диаграммы рис. 1,  $\beta$ ,  $\gamma$ , в которых смешивание происходит за счет обмена одним или двумя заряженными скалярными бозонами.

Используя низкоэнергетическое приближение  $m_{W,H}^2 \gg k^2$  в отношении бозонных пропагаторов, получим выражения для основных величин, характеризующих смешивание нейтральных каонов:

$$\Delta m_{LS}^{HW} = \frac{G_F C_H f_K^2 m_K B_K}{24\pi^2 m_W^2} \times \left( \frac{1}{2\tg^2 \beta} \operatorname{Re} B_1(F_{1j}) - \tg^2 \beta \cdot m_s m_d \operatorname{Re} B_2(F_{2j}) \right), \quad (6)$$

$$\Delta m_{LS}^{HH} = \frac{C_H^2 f_K^2 m_K B_K}{384\pi^2 m_W^4} \left( \frac{m_s^2 m_d^2 \cdot \tg^4 \beta}{4} \operatorname{Re} C_1(G_{1k}) - \frac{m_s m_d}{2} \operatorname{Re} C_2(G_{2k}) + \frac{1}{4\tg^4 \beta} \operatorname{Re} C_3(G_{3k}) - m_s^2 \operatorname{Re} C_4(G_{4k}) \right), \quad (7)$$

$$B_i(F_{ij}) = [(V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^2 \eta_4 F_{i1}(\Lambda, m_c^2) + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^2 \eta_5 F_{i2}(\Lambda, m_t^2) + 2V_{td}^* V_{cd}^* V_{ts} V_{cs} m_c m_t \eta_6 F_{i3}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)] \quad (i = 1, 2; j = 1, 2, 3),$$

$$C_1(G_{1k}) = [(V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^2 \eta_7 G_{11}(\Lambda, m_c^2) + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^2 \eta_8 G_{12}(\Lambda, m_t^2) + 2V_{td}^* V_{cd}^* V_{ts} V_{cs} m_c m_t \eta_9 G_{13}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)],$$

$$C_l(G_{lk}) = [(V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^4 \eta_7 G_{l1}(\Lambda, m_c^2) + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^4 \eta_8 G_{l2}(\Lambda, m_t^2) + 2V_{td}^* V_{cd}^* V_{ts} V_{cs} m_c^2 m_t^2 \eta_9 G_{l3}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)] \quad (l = 2, 3, 4; k = 1, 2, 3).$$

Здесь  $F_{ij}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)$ ,  $G_{lk}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)$  — аналоги функций Высоцкого-Инами-Лима для диаграмм с обменами одним и двумя заряженными скалярными бозонами соответственно;  $\Lambda$  — параметр «обрзания» расходящегося интеграла, который полагается равным массе заряженного бозона Хиггса,  $\tg \beta = v_2/v_1$  — отношение вакуумных средних скалярных дублетов в хиггсовском секторе МССМ, а  $C_H$  — константа эффективного четырехфермионного скалярного взаимодействия — аналог  $G_F$ . Мы «обрзаем» интеграл по внутреннему импульсу  $k$  на масштабе  $m_{H^\pm}$ , считая, что заряженный бозон Хиггса обладает наибольшей массой в сравнении с другими переносчиками взаимодействий в изучаемом процессе. Мы также полагаем  $\eta_1 = \eta_4 = \eta_7 = 1.4$ ,  $\eta_2 = \eta_5 = \eta_8 = 0.47$  и  $\eta_3 = \eta_6 = \eta_9 = 0.57$ , определяя пертурбативные КХД-поправки согласно [19].

Численные данные по суммарному вкладу диаграмм всех трех рассмотренных типов в разницу масс нейтральных каонов приведены в табл. 1. Здесь  $\Delta m_{LS}^{\text{tot}} = \Delta m_{LS}^{WW} + \Delta m_{LS}^{HW} + \Delta m_{LS}^{HH}$ . Из приведенной таблицы видно, что для всего исследуемого диапазона значений  $\tg \beta$  и  $m_{H^\pm}$  вклад диаграмм МССМ в расщепление масс пренебрежимо мал по сравнению со вкладом СМ  $\Delta m_{LS}^{WW}$ . Более подробный анализ выражений (6) и (7) показывает, что вклад от диаграмм рис. 1,  $\beta$  на 5–6 порядков превосходит вклад от диаграмм рис. 1,  $\gamma$ , но все

<sup>1</sup> КХД — квантовая хромодинамика, КХД-поправки — поправки на обмен глюонами.

Таблица 1

**Расщепление масс нейтральных  $K$ -мезонов в вакууме в рамках СМ и МССМ в зависимости от массы заряженного бозона Хиггса и отношения вакуумных средних двух скалярных дублетов в хиггсовском секторе**

$m_{H^\pm}$ (ГэВ)/ $\text{tg}\beta$	5	10	20	30	40
50	2.831	2.749	2.725	2.714	2.702
75	2.833	2.750	2.728	2.720	2.714
100	2.834	2.751	2.729	2.723	2.719
150	2.835	2.752	2.730	2.725	2.722
200	2.837	2.752	2.730	2.726	2.724
300	2.840	2.753	2.731	2.727	2.725
400	2.842	2.753	2.731	2.727	2.725
500	2.844	2.754	2.731	2.727	2.725

*Примечание.* Первая строка — величина  $\text{tg}\beta$ . Первый столбец — масса заряженного бозона Хиггса (в ГэВ). На пересечении строк и столбцов указано соответствующее значение суммарной величины расщепления масс  $\Delta m_{LS}^{\text{tot}}$  (см. текст статьи), выраженное в  $10^{-15}$  ГэВ. Экспериментальное значение для расщепления масс:  $\Delta m_{LS}^{\text{exp}} = (3.449 \pm 0.013) \cdot 10^{-15}$  ГэВ. Вклад от диаграмм СМ (рис. 1, а):  $\Delta m_{LS}^{WW} = 2.724 \cdot 10^{-15}$  ГэВ.

равно остается слишком мал по сравнению с вкладом рис. 1, а.

В табл. 2 приведены численные данные по величине косвенного нарушения  $CP$ -инвариантности. Здесь

$$|\varepsilon_{LS}^{\text{tot}}| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \times \frac{I_{LS}^{WW} + I_{LS}^{HW1} - I_{LS}^{HW2} + I_{LS}^{HH1} - I_{LS}^{HH2} + I_{LS}^{HH3} - I_{LS}^{HH4}}{J_{LS}^{WW} + J_{LS}^{HW1} - J_{LS}^{HW2} + J_{LS}^{HH1} - J_{LS}^{HH2} + J_{LS}^{HH3} - J_{LS}^{HH4}}, \quad (8)$$

где  $I_{LS}^{WW}$ ,  $I_{LS}^{HWi}$ ,  $I_{LS}^{HHi}$  и  $J_{LS}^{WW}$ ,  $J_{LS}^{HWi}$ ,  $J_{LS}^{HHi}$  — мнимые и действительные части амплитуд различного типа, домноженные на факторы, появляющиеся при вычислении соответствующих диаграмм. Из всех КХД-поправок определяющее для конечного результата значение имеет фактор  $\eta_1$  при вкладе квадратной диаграммы с двумя очарованными кварками  $cc$  (см. обсуждение области допустимых значений в [19]). В настоящей работе используется значение  $\eta_1 = 1.4$ .

Таблица 2

**Величина косвенного нарушения  $CP$ -инвариантности в системе нейтральных  $K$ -мезонов в вакууме в рамках СМ и МССМ в зависимости от массы заряженного бозона Хиггса и отношения вакуумных средних двух скалярных дублетов в хиггсовском секторе**

$m_{H^\pm}$ (ГэВ)/ $\text{tg}\beta$	5	10	20	30	40
50	2.141	2.192	2.209	2.218	2.228
75	2.174	2.200	2.209	2.213	2.217
100	2.216	2.212	2.210	2.212	2.214
150	2.311	2.235	2.216	2.212	2.212
200	2.406	2.259	2.222	2.215	2.212
300	2.562	2.300	2.231	2.219	2.214
400	2.672	2.328	2.238	2.222	2.216
500	2.747	2.347	2.243	2.224	2.217

*Примечание.* Первая строка — величина  $\text{tg}\beta$ . Первый столбец — масса заряженного бозона Хиггса (в ГэВ). На пересечении строк и столбцов указано соответствующее значение величины  $|\varepsilon_{LS}^{\text{tot}}|$ , домноженное на  $10^{-3}$  и определяемое из (8). Экспериментальное значение для величины:  $|\varepsilon_{LS}^{\text{exp}}| = (2.232 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$ . В рамках СМ:  $|\varepsilon_{LS}^{WW}| = 2.208 \cdot 10^{-3}$ .

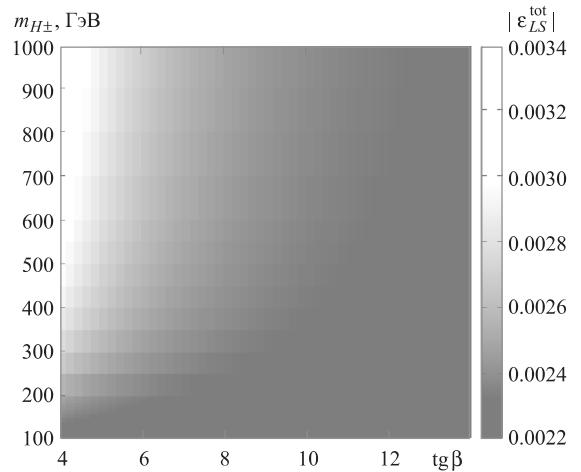


Рис. 2. Зависимость величины косвенного нарушения  $CP$ -инвариантности  $|\varepsilon_{LS}^{\text{tot}}|$  от массы заряженного бозона Хиггса  $m_{H^\pm}$  и отношения вакуумных средних скалярных дублетов модели  $\text{tg}\beta$ . Подробности см. в тексте статьи

На рис. 2 изображена проекция  $|\varepsilon_{LS}^{\text{tot}}(m_{H^\pm}, \text{tg}\beta)|$  на плоскость  $(m_{H^\pm}, \text{tg}\beta)$ . Темные области плоскости соответствуют значениям  $|\varepsilon_{LS}^{\text{tot}}|$ , близким экспериментальному. Светлые области плоскости отвечают значениям, которые плохо согласуются с опытными данными. Совместный анализ табл. 2 и рис. 2 показывает, что величина косвенного нарушения  $CP$ -инвариантности накладывает ограничения на возможные значения величин  $\text{tg}\beta$  и  $m_{H^\pm}$ . В частности, исключенные оказываются области с  $\text{tg}\beta < 10$  при  $m_{H^\pm} > 200$  ГэВ. На рисунке отражена только область малых  $\text{tg}\beta$ , при которых достигаются значения  $|\varepsilon_{LS}^{\text{tot}}|$ , не согласующиеся с экспериментальными данными. При больших величинах отношения вакуумных средних скалярных дублетов модели доступными становятся значения массы заряженного бозона Хиггса вплоть до 1000 ГэВ и выше.

## Заключение

В настоящей работе рассмотрен сценарий МССМ с явным нарушением  $CP$ -инвариантности в эффективном хиггсовском потенциале, когда масштаб масс суперчастиц порядка 500 ГэВ, а массы нейтральных бозонов Хиггса невелики (100 ГэВ) и различаются на десятки ГэВ, тогда как  $CP$ -инвариантность эффективного потенциала сильно нарушена [9, 10]. В рамках модели допускается достаточно легкий заряженный бозон Хиггса  $m_{H^\pm} \sim 80$  ГэВ, обмены которым могли бы вносить нестандартные вклады в смешивание нейтральных мезонов.

Анализ показывает, что для  $K$ -мезонов основной вклад в расщепление масс почти полностью определяется  $WW$ -диаграммами стандартной модели, и в широкой области значений  $m_{H^\pm}$  и  $\text{tg}\beta$  поправки к  $\Delta m_{LS}$  в СМ являются пренебрежимо малыми и находятся за пределами точности экспериментальных методов наблюдения. В то же время на основании анализа величины косвенного  $CP$ -нарушения (рис. 2) возможно ограничить плоскость параметров  $(m_{H^\pm}, \text{tg}\beta)$ , исключив одновременное сочетание малых  $\text{tg}\beta < 10$  при  $m_{H^\pm} > 200$  ГэВ.

Информация о заряженном скаляре с небольшой массой может очень сильно ограничивать пространство параметров МССМ [1]. Однако на основании данных по системе  $K$ -мезонов невозможно получить существенные ограничения на параметры МССМ «снизу»; подобные оценки могут быть сделаны на основе анализа систем нейтральных  $B_s^0$ - и  $B_d^0$ -мезонов, рассмотрение которых не входило в рамки настоящей работы.

Общий вид пропагатора позволяет не ограничиваться низкоэнергетическим приближением для виртуальных фермионов, примененным в [1]. Тем не менее, как аналитические выражения, так и численные данные настоящей работы находятся в хорошем согласии с проведенными ранее в [1] расчетами, подтверждая малость суперсимметрических эффектов для системы  $K^0$ -мезонов в широкой области параметров  $m_{H^\pm}$  и  $\tan\beta$ .

Используемые приближения хорошо соотносятся с экспериментальными данными и адекватно отражают физику процесса при не слишком больших значениях импульса в петле  $k$ . Вычисление амплитуд смешивания при немалых значениях  $k$ , которые, однако, дают поправку порядка единицы к величине  $\Delta m_{LS}$  и порядка  $10^{-2}$  к величине  $\varepsilon$  (см. [15]), проведено в работе [17] для общей двухдублетной модели с сектором Юкавы типа I и II, а также в недавней работе [20] для сектора типа III. Вклад от больших значений импульса в петле модифицирует функции Высоцкого–Инами–Лима [17]. При этом асимптотика выражений (6), (7) и модифицированных функций одна и та же в пределе  $m_H \rightarrow 0$  и соответствует вкладу лишь от диаграмм СМ типа  $WW$ .

### Список литературы

1. Дубинин М.Н., Сукачев А.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 4. С. 31.

### Effects of the minimal supersymmetry model in the $K^0 - \bar{K}^0$ mixing

**A. I. Sukachev**

Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.  
E-mail: salex-82@yandex.ru.

The  $K^0 - \bar{K}^0$  mixing in a framework of the minimal supersymmetry model (MSSM) with the Yukawa sector type II and with the explicit violation of CP-invariance in Higgs potential is studied. Mixing parameters  $\Delta m_{LS}$  and  $\varepsilon$  are evaluated within the limit of four-fermion approximation with charged Higgs boson exchanges. This work clarifies data, given in Ref. 1, and proves smallness of supersymmetric effects for  $K^0$ -meson system by taking new impacts to the aforementioned observables into account.

*Keywords:* MSSM, SUSY, charged Higgs, neutral mesons, CP-violation.

PACS: 12.60.Jv; 14.80.Cp.

Received 6 October 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2009).

### Сведения об авторе

Сукачев Алексей Игоревич — аспирант; тел.: 939-23-93, e-mail: salex-82@yandex.ru.

2. Hesselbach S. // Acta Phys. Polon. B. 2004. **35**, N 11. P. 2739.
3. Branco G.C., Gomez M., Khalil S., Teixeira A. // Nucl. Phys. B, 2003. **659**, N 1–2. P. 119.
4. Высоцкий М.И., Невзоров Р.Б. // УФН. 2001. **171**, № 9. С. 939.
5. Nilles H.P. // Phys. Rep. 1984. **110**, N 1–2. P. 1.
6. Glashow S.L., Weinberg S. // Phys. Rev. D. 1977. **15**, N 7. P. 1958.
7. Inoue K., Kakuto A., Komatsu H., Takesita S. // Progr. Theor. Phys. 1982. **67**, N 6. P. 1889.
8. Flores R., Sher M.F. // Ann. Phys. (N.Y.). 1983. **148**, N 1. P. 95.
9. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. // Ядерная физика. 2005. **68**, № 11. С. 1913.
10. Akhmetzhanova E., Dolgopolov M., Dubinin M. // Phys. Rev. D. 2005. **71**. P. 075008.
11. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. // Физ. элем. част. и ат. ядра. 2006. **37**, № 5. С. 677.
12. Dubinin M.N., Semenov A.V. // Eur. Phys. J. C. 2003. **28**. P. 223.
13. Kobayashi M., Kondo H., Maskawa K. // Progr. Theor. Phys. 1973. **49**, N 2. P. 652.
14. Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. // Phys. Rev. D. 1970. **2**. P. 1285.
15. Высоцкий М.И. // Ядерная физика. 1980. **31**, № 1–4. С. 1535.
16. Inami T., Lim C.S. // Progr. Theor. Phys. 1981. **65**, N 1. P. 297.
17. Urban J., Krauss F., Soff G. // Nucl. Part. Phys. 1997. **23**. P. 25.
18. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Новиков В.А., Шифман М.А. // Ядерная физика. 1976. **23**. С. 1024.
19. Herrlich S., Nierste U. // Nucl. Phys. B. 1994. **419**, N 2. P. 292.
20. Diaz R.A., Martinez R., Sandoval C. // Eur. Phys. J. C. 2006. **46**, N 2. P. 403.