

Чувствительные к легким скалярам угловые наблюдаемые $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ в НМССМ

А. И. Мухаева^{1,*}, А. В. Бедняков^{2,†}

¹Объединенный институт ядерных исследований
Россия 141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри, д. 6

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва 119991, Россия
(Статья поступила 20.01.2021; Подписана в печать 04.02.2021)

В настоящей работе в рамках неминимального суперсимметричного расширения СМ (НМССМ) рассмотрены сценарии с виртуальными (псевдо) скалярными частицами, которые имеют массу в пределе от 10 до 100 ГэВ. Также изучены угловые наблюдаемые $B \rightarrow K^* l^+ l^-$, зависящие от квадрата инвариантной массы лептонной пары q^2 , которые чувствительны к скалярным вкладам, и оценена величина последних в рассмотренных сценариях. Кроме того, в работе приведены перспективы экспериментального обнаружения данных эффектов.

PACS: 12.60.Jv, 13.30.Ce

УДК: 53.01.

Ключевые слова: суперсимметрия, Новая физика, редкие распады.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, взаимодействие нейтральных токов изменяющее аромат фермионов (FCNC) отсутствуют на древесном уровне в СМ, поэтому такие переходы могут быть чувствительными к вкладам Новой Физики (НФ). Процессы с участием b -кварков наиболее популярны и заслуживают большого внимания в литературе. Например, обнаружение $B \rightarrow X_* \gamma$ [1] и $B_{s,d} \rightarrow \mu\mu$ [2] редких распадов сильно ограничило возможную НФ, которая могла проявиться в отклонениях от предсказаний СМ [3], [4]. В литературе также рассматриваются многочастичные редкие распады, такие как $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ с векторным мезоном K^* , распадающимся преимущественно на $K\pi$. Этот тип процессов позволяет получить богатую информацию о возможной физике за пределами СМ (BSM) при исследовании угловых распределений [5]. Например, экспериментально полученные значения для некоторых наблюдаемых отличаются от предсказаний СМ на уровне 2–3 σ . Среди таких наблюдаемых так называемые P'_5 [6] (в частности, в области $q^2 = [4.30, 8.68] \text{ ГэВ}^2$) и отношение $R_K^* = BR(B_0 \rightarrow K^{0*} \mu^+ \mu^-) / BR(B_0 \rightarrow K^{0*} e^+ e^-)$ [7]. Отклонение последнего от единицы указывает на возможную неуниверсальность в лептонном секторе.

В настоящей работе мы приводим результаты анализа угловых наблюдаемых в распаде $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ в рамках конкретного, довольно экзотического, сценария в неминимальном суперсимметричном расширении стандартной модели (НМССМ) [8]. Нашей основной мотивацией были два экспериментальных результата, на LEP и на LHC (CMS), которые указывали на существование локальных отклонений от фона на уровне 2.3 – 2.8 σ (например, [9])

$$\mu_{LEP} = \frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow Zh \rightarrow Zbb)}{\sigma_{SM}(e^+ e^- \rightarrow Zh \rightarrow Zbb)} = 0.117 \pm 0.057, \quad (1)$$

$$\mu_{CMS} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_{SM}(gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma)} = 0.6 \pm 0.2, \quad (2)$$

совместными с существованием скаляра с массой около 98 ГэВ. Такого рода частицы с малой массой могут появляться в синглетных расширениях МССМ, которые предсказывают скалярное состояние, взаимодействующее с веществом СМ только посредством смешивания с полем(ями) Хиггса. Подстраивая параметры смешивания, можно избежать строгих экспериментальных ограничений и даже получить очень легкое состояние с массой, значительно меньшей, чем у бозона Хиггса в СМ.

1. $\bar{B} \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) l^+ l^-$ распад

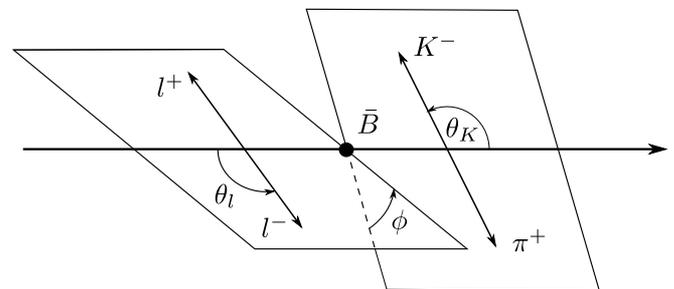


Рис. 1: Определение кинематических переменных в распадах $\bar{B} \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) l^+ l^-$

Прежде чем приступить к описанию рассмотренных сценариев НМССМ, кратко прокомментируем угловые наблюдаемые, которые чувствительны к скалярному сектору. Если предположить, что \bar{K}^{*0} находится на массовой оболочке, то соответствующий распад

*E-mail: mukhaeva@theor.jinr.ru

†E-mail: bednya@jinr.ru

$\bar{B} \rightarrow \bar{K}^* 0 l^+ l^-$ полностью описывается четырьмя независимыми кинематическими переменными: q^2 и тремя углами θ_l, θ_K, ϕ , где q^2 — инвариантная масса лептонной пары; углы указаны на рис. 1. В этих терминах дифференциальное распределение может быть записано как [10]:

$$\frac{d^4\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{K}^* l^+ l^-)}{dq^2 d\cos\theta_l d\cos\theta_K d\phi} = \frac{9}{32\pi} J(q^2, \theta_l, \theta_K, \phi), \quad (3)$$

где $q^2 = (p_{l^+} + p_{l^-})^2$ и

$$\begin{aligned} J = & J_{1s} \sin^2 \theta_K + J_{1c} \cos^2 \theta_K + (J_{2s} \sin^2 \theta_K + J_{2c} \cos^2 \theta_K) \cos 2\theta_l + \\ & + J_3 \sin^2 \theta_K \sin^2 \theta_l \cos 2\phi + J_4 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \cos \phi + J_5 \sin 2\theta_K \sin \theta_l \cos \phi + \\ & + (J_{6s} \sin^2 \theta_K + J_{6c} \cos^2 \theta_K) \cos \theta_l + J_7 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \sin \phi + \\ & + J_8 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \sin \phi + J_9 \sin^2 \theta_K \sin^2 \theta_l \sin 2\phi. \end{aligned} \quad (4)$$

Кинематически доступное фазовое пространство ограничено

$$\begin{aligned} 4m_l^2 \leq q^2 \leq (m_B - m_{K^*})^2, \\ 0 \leq \theta_l, \theta_{K^*} \leq \pi, \quad -\pi \leq \phi \leq \pi, \end{aligned} \quad (5)$$

где m_l, m_B, m_{K^*} соответствуют массам лептона, B -мезона и K^* -мезона.

В общем случае угловые коэффициенты J_i выражаются через восемь комплексных величин. Последние представляют собой амплитуды, соответствующие поперечной ($A_{\parallel, \perp}^{L,R}$) или продольной ($A_0^{L,R}$) поляризации K_0^* , который взаимодействует с левыми или правыми лептонными токами, а также и те, которые отражают возможность взаимодействия продольно поляризованных K_0^* со скалярными (A_S) и псевдоскалярными (A_t) токами.

Сами амплитуды обычно рассчитываются в рамках эффективной теории слабых взаимодействий (WET), задаваемой гамильтонианом [11]

$$H_{eff}^{b \rightarrow sl} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \left[\sum_{i=1}^{10,S,P} (C_i^l O_i^l + C_i'^l O_i'^l) \right], \quad (6)$$

где $O_i^{(')l} (l = e, \mu)$ — локальные операторы, $C_i^{(')l}$ — соответствующие коэффициенты Вильсона. При этом, коэффициенты Вильсона C_i^l кодируют вклады СМ (или НФ) от тяжелых степеней свободы. Амплитуды включают адронные матричные элементы эффективных операторов O_i^l , которые параметризованы в терминах форм-факторов ($\Phi\Phi$). Последние обычно рассчитываются с помощью правила сумм на световом конусе (в области малых q^2) или решеточной КХД (область высоких q^2). В (6) первые шесть операторов $O_i^{(')}$ являются четырехфермионными взаимодействиями, которые помимо b, s кварков включают другие кварки. В нашем последующем анализе мы ограничиваемся следующими операторами

$$O_7 = \frac{e}{16\pi^2} m_b (\bar{s} \sigma_{\mu\nu} P_R b) F^{\mu\nu}, \quad O_7' = \frac{e}{16\pi^2} m_b (\bar{s} \sigma_{\mu\nu} P_L b) F^{\mu\nu}, \quad (7)$$

$$O_9 = \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s} \gamma_\mu P_L b) (\bar{l} \gamma^\mu l), \quad O_9' = \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s} \gamma_\mu P_R b) (\bar{l} \gamma^\mu l), \quad (8)$$

$$O_{10} = \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s} \gamma_\mu P_L b) (\bar{l} \gamma^\mu \gamma_5 l), \quad O_{10}' = \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s} \gamma_\mu P_R b) (\bar{l} \gamma^\mu \gamma_5 l), \quad (9)$$

$$O_S = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_R b) (\bar{l} l), \quad O_S' = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_L b) (\bar{l} l), \quad (10)$$

$$O_P = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_R b) (\bar{l} \gamma_5 l), \quad O_P' = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_L b) (\bar{l} \gamma_5 l), \quad (11)$$

где m_b — (бегущая) масса b -кварка, $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ и $F_{\mu\nu}$ — соответствующий тензор напряженности поля фотона. В то время как $O_{9,10,S,P}^{(\prime)}$ являются контактными взаимодействиями, которые непосредственно влияют на $b \rightarrow sll$ амплитуду, $O_7^{(\prime)}$ вносит вклад через обмен фотонами на древесном уровне.

В табл. I можно найти предсказания СМ для коэффициентов Вильсона, которые дают вклад в рассматриваемый процесс. В дальнейшем нас будут интересовать наблюдаемые, чувствительные к скалярным частицам, которые могут дать ненулевой вклад в коэффициенты

Вильсона эффективных операторов $O_S^{(\prime)}, O_P^{(\prime)}$. Последние входят в выражения для A_S и A_t (исключая ФФ и кинематические факторы)

$$A_t \propto \left[2(C_{10}^{eff} - C_{10}^{eff'}) + \frac{q^2}{m_l}(C_P - C'_P) \right], \quad (12)$$

$$A_S \propto [C_S - C'_S].$$

которые, в свою очередь, дают вклад в

$$J_{1c} = |A_0^L|^2 + |A_0^R|^2 + \frac{4m_l^2}{q^2} [|A_t|^2 + 2\text{Re}(A_0^L A_0^{R*})] + \beta_l^2 |A_S|^2, \quad (13)$$

$$J_5 = \sqrt{2}\beta_l \left[\text{Re}(A_0^L A_{\perp}^{L*} - A_0^R A_{\perp}^{R*}) - \frac{m_l}{\sqrt{q^2}} \text{Re}(A_{\parallel}^L A_S^* + A_{\parallel}^{R*} A_S) \right], \quad (14)$$

$$J_{6c} = 4\beta_l \frac{m_l}{\sqrt{q^2}} \text{Re}(A_0^L A_S^* + A_0^{R*} A_S) \quad (15)$$

$$J_7 = 2\beta_l \left[\text{Im}(A_0^L A_{\parallel}^{L*} - A_0^R A_{\parallel}^{R*}) + \frac{m_l}{\sqrt{q^2}} \text{Im}(A_{\perp}^L A_S^* - A_{\perp}^{R*} A_S) \right], \quad (16)$$

где m_l — масса лептона и $\beta_l = \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{q^2}}$. Важно отметить, что $J_{6c} = 0$, если $A_S = 0$, что делает J_{6c} отличным индикатором ненулевого A_S .

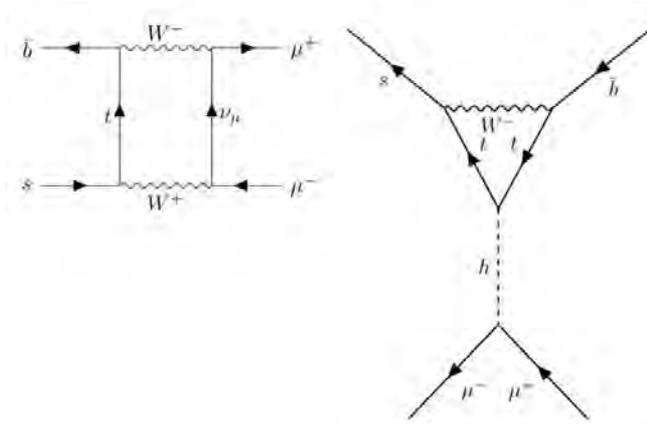


Рис. 2: Диаграммы типа бокс и хиггсовский пингвин, которые дают вклад в $C_{S,P}^{(\prime)}$.

Рассмотрим более подробно вклад СМ в коэффициенты Вильсона в $O_S^{(\prime)}$ и $O_P^{(\prime)}$, который возникает из диаграмм типа бокс и Хиггсовский пингвин (см. Рис. 2). Последний дает вклад в ненулевые поправки к $C_S^{(\prime)}$ (например, [13, 14] и также коды SuperIso [15]):

$$\delta C_S^h = \frac{m_b}{m_s} \delta C_S^{h'} = -\frac{m_l}{2m_W^2 \sin^2 \theta_W} \frac{f(x_t, y)}{y},$$

$$x_t = m_u^2/m_W^2, \quad y = m_h^2/m_W^2, \quad (17)$$

где петлевая функция $f(x, y)$ определяется как

$$f(x, y) = \frac{3}{4}x + y \left[\frac{x^2(2-x) \ln x}{4(1-x)^3} + \frac{x(3-x)}{8(1-x)^2} \right]. \quad (18)$$

Видно, что нет явной зависимости от масштаба перенормировки/факторизации в (17). За счет этого в главном приближении операторы $O_{S,P}^{(\prime)}$ не зависят от масштаба и могут быть рассчитаны на соответствующей шкале $\mathcal{O}(m_W)$ [16]. Как следствие, для $l = \mu$ и из значений PDG2020 [17] мы имеем

$$x_t \simeq 4.63, \quad y \simeq 2.42, \quad f(x_t, y)/y \simeq 1.81. \quad (19)$$

Оценка для СМ (для $l = \mu$)

$$\delta C_S^h \simeq -6.4 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}. \quad (20)$$

Хиггсовский пингвин дает вклад только в $O_S^{(\prime)}$. Диаграмма типа бокс с W^{\pm} обменом в унитарной калибровке [12], напротив, приводит к ненулевому вкладу в $C_{S,P}$:

Таблица I: Предсказания СМ для некоторых коэффициентов Вильсона, рассчитанные с помощью кода Flavio 1.5.1. Значения для C_S и C_P получены из аналитических выражений, приведенных в [12]

C_7^{eff}	$C_7^{'eff}$	C_8^{eff}	$C_8^{'eff}$	C_9	C_{10}	$C_S[\text{GeV}^{-1}]$	$C_P[\text{GeV}^{-1}]$
-0.291	-0.006	-0.161	-0.003	4.053	-4.189	$-6.03 \cdot 10^{-5}$	$1.15 \cdot 10^{-4}$

Таблица II: Зависимости между коэффициентами в дифференциальном распределении и симметриями между амплитудами в нескольких частных случаях

Случай	Коэффициенты	Зависимости	Амплитуды	Симметрии
$m_l = 0, A_S = 0$	11	3	6	4
$m_l > 0, A_S = 0$	11	1	7	4
$m_l > 0$	12	0	8	4

$$\delta C_S^b = -\frac{m_l}{24m_W^2 \sin^2 \theta_W} \left[\frac{2x_t(x_t - 2)}{(1 - x_t)^2} + \frac{(x_t - 2)(3x_t - 1) \ln x_t}{(1 - x_t)^3} \right], \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \delta C_P^b = & -\frac{m_l}{24m_W^2 \sin^2 \theta_W} \left[\frac{x_t(36x_t^3 - 203x_t^2 + 352x_t - 209)}{6(1 - x_t)^3} - \frac{(17x_t^4 - 34x_t^3 + 4x_t^2 + 23x_t - 6) \ln x_t}{(1 - x_t)^4} \right] + \\ & + \frac{m_l}{36m_W^2} \left[\frac{x_t(18x_t^3 - 139x_t^2 + 274x_t - 129)}{2(1 - x_t)^3} - \frac{(24x_t^4 - 33x_t^3 - 45x_t^2 + 50x_t - 8) \ln x_t}{(1 - x_t)^4} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Опять же, используя данные PDG, для пары мюонов мы получаем

$$\delta C_S^b \simeq -2.2 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}, \quad \delta C_P^b \simeq +1.2 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}. \quad (23)$$

Суммируя два вклада, мы получаем предсказание СМ

$$C_S \simeq -6.6 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}, \quad C_P \simeq +1.2 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}. \quad (24)$$

Видно, что результат действительно пропорционален массе лептона. Как следствие, соответствующие выражения для тау-лептонов могут быть получены путем простого масштабирования (24) из $(m_\tau/m_\mu) \simeq 17$. Таким образом, учитывая значения коэффициентов Вильсона, можно рассчитать соответствующий вклад в A_S и A_t .

Рассмотрим наблюдаемые, доступные при угловом анализе. Поскольку экспериментальные степени свободы, определяемые J_i , и теоретические степени свободы, определяемые спиновыми амплитудами A_j , должны совпадать, то количество амплитуд и количество таких симметрий точно определяют количество степеней свободы, доступных при угловом анализе. Это число дается [10]

$$n_{exp} = n_c - n_d = 2n_A - n_s, \quad (25)$$

где n_{exp} обозначает количество экспериментальных степеней свободы, n_c — число коэффициентов в дифференциальном распределении (J_i), n_d — количество зависимостей между различными коэффициентами, n_A — количество поперечных амплитуд A_j , и n_s — число непрерывных преобразований (или симметрий) A , которые оставляют J инвариантным. В таб. II представлены некоторые случаи зависимости между коэффициентами и симметриями между амплитудами.

Из этого следует, что существует определенное число независимых экспериментальных наблюдаемых, которые можно извлечь из углового анализа, и это число n_{exp} известно из соображений симметрии. Этот набор n_{exp} независимых наблюдаемых можно считать полным. В дальнейшем будем называть его *базис*.

Можно показать, что базис включает два типа наблюдаемых: зависимые от форм-факторов наблюдаемые (FFD) и наблюдаемые, свободные от такой зависимости (FFI). Наблюдаемые FFD страдают от большой адронной неопределенности из-за плохо известных мягких форм-факторов. В качестве наблюдаемых FFD можно выбрать дифференциальное сечение $d\Gamma/dq^2$ и асимметрию вперед-назад A_{FB} , хотя возможны и другие варианты.

Кратко рассмотрим базис наблюдаемых. Данные по $\bar{B} \rightarrow \bar{K}^{*0}(\rightarrow K\pi)l^+l^-$ распаду уже известны из экс-

периментов Belle для $d\Gamma/dq^2$ и A_{FB} . В общем случае они имеют следующую форму

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{1}{4}(3J_{1c} + 6J_{1s} - 2J_{2c} - 2J_{2s}), \quad (26)$$

$$A_{FB} = -\frac{3J_{6s} + 3J_{6c}/2}{3J_{1c} + 6J_{1s} - 2J_{2c} - 2J_{2s}}, \quad (27)$$

которые получаются из (3) интегрированием по углам.

Полный набор наблюдаемых в общем случае состоит из 2 FFD $d\Gamma/dq^2$ и A_{FB} и 10 FFI $P_{1\dots 6}$, $M_{1,2}$, $S_{1,2}$ наблюдаемых:

$$P_1 = \frac{J_3}{2J_{2s}}, \quad P_2 = \beta_l \frac{J_{6s}}{8J_{2s}}, \quad P_3 = -\frac{J_9}{4J_{2s}}, \quad (28)$$

$$P_4 = \frac{\sqrt{2}J_4}{\sqrt{-J_{2c}(2J_{2s} - J_3)}}, \quad P'_4 \equiv P_4\sqrt{1 - P_1} = \frac{J_4}{\sqrt{-J_{2c}J_{2s}}}, \quad (29)$$

$$P_5 = \frac{\beta_l J_6}{\sqrt{-2J_{2c}(2J_{2s} + J_3)}}, \quad P'_5 \equiv P_5\sqrt{1 + P_1} = \frac{\beta_l}{2} \frac{J_5}{\sqrt{-J_{2c}J_{2s}}}, \quad (30)$$

$$P_6 = \frac{\beta_l J_7}{\sqrt{-2J_{2c}(2J_{2s} - J_3)}}, \quad P'_6 \equiv P_6\sqrt{1 - P_1} = -\frac{\beta_l}{2} \frac{J_7}{\sqrt{-J_{2c}J_{2s}}}, \quad (31)$$

$$M_1 = \frac{\beta_l^2 J_{1s} - (2 + \beta_l^2)J_{2s}}{4\beta_l^2 J_{2s}}, \quad M_2 = -\frac{\beta_l^2 J_{1c} + J_{2c}}{J_{2c}}, \quad (32)$$

$$S_1 = -\frac{\beta_l \sqrt{q^2} J_{6c}}{4m_l J_{2c}}, \quad (33)$$

$$S_2 = \frac{4J_{2c}(4J_{2s}^2 - J_3^2) + (8J_4^2 + 2J_7'^2)(2J_{2s} + J_3) + (8J_8^2 + 2J_5'^2)(2J_{2s} - J_3)}{J_{2c}J_{2s}^2} + \frac{16J_4J_8J_9 - 4J_{2c}J_9^2 - 4J_4J_5'J_6' - J_{2c}J_6'^2 - 4J_6'J_7'J_9}{J_{2c}J_{2s}^2}, \quad J_x' \equiv \beta_l J_x. \quad (34)$$

Приведенные выше формулы справедливы для общего случая с массивными лептонами и при наличии скаляров.

Как обсуждалось выше, вклад от C_P интерферирует с C_{10}^{eff} в A_t , амплитуда A_S пропорциональна C_S (16). Последний факт и чувствительность S_1 к A_S делают наблюдаемую S_1 уникальной при изучении поправок за счет скаляров. Напротив, S_2 , из-за поперечно поляризованной K^* , включает нелинейную зависимость от угловых коэффициентов J_i . Последний факт делает экспериментальное исследование наблюдаемой проблематичной.

Итак, в этой главе были рассмотрены предсказания СМ для угловых наблюдаемых, чувствительных к вкладам от скалярных операторов. Было также про-

демонстрировано, что хотя S_1 и S_2 не равны нулю в СМ, вклад от скаляров очень мал и действительно незначительный. Однако, как уже упоминалось, важно иметь представление об эффектах СМ при рассмотрении вкладов Новой физики.

2. Легкие скаляры в НМССМ

В рамках НМССМ предсказывается дополнительное синглетное по калибровочной группе суперполе S (комплексный скаляр + вейлевский фермион). Последнее взаимодействует с полями Хиггса и соответствующими суперпартнерами H_u , H_d . Суперпотенциал НМССМ W и лагранжиан, мягко наруша-

ющий суперсимметрию \mathcal{L}_{soft} имеют вид [8]:

$$W^{NMSSM} = W^{MSSM}|_{\mu=0} + W^S, \quad (35) \quad \text{где}$$

$$\mathcal{L}_{soft}^{NMSSM} = \mathcal{L}_{soft}^S + \mathcal{L}_{soft}^{MSSM}, \quad (36)$$

$$W^{MSSM} = Y_u^{ij} \hat{H}_u \hat{Q}_i \hat{U}_j^c - Y_d^{ij} \hat{H}_d \hat{Q}_i \hat{D}_j^c - Y_e^{ij} \hat{H}_d \hat{L}_i \hat{E}_j^c, \quad (37)$$

$$W^S \ni \lambda \hat{S} (\hat{H}_u \hat{H}_d) + \frac{\kappa}{3} \hat{S}^3, \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft}^{MSSM} = & m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_S^2 |S|^2 + m_Q^2 |Q|^2 + m_U^2 |U_R|^2 + m_D^2 |D_R|^2 + m_L^2 |L|^2 + m_E^2 |E_R|^2 + \\ & + (Y_u A_u Q \cdot H_u U_R^c - Y_d A_d Q \cdot H_d D_R^c - Y_e A_e L \cdot H_d E_R^c) + m_3^2 H_u \cdot H_d + \frac{1}{2} m_S'^2 S^2 + \xi_S S + h.c.), \end{aligned} \quad (39)$$

$$\mathcal{L}_{soft}^S \ni -\lambda A_\lambda H_u H_d S - \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3, \quad (40)$$

где S , и H_i соответствуют скалярным компонентам суперполей \hat{S} и \hat{H}_i .

Поскольку лагранжиан CP-симметричный, у нас имеется три CP-четных (h_1, h_2, h_3), три CP-нечетных бозона Хиггса (a_1, a_2, a_3), есть также дополнительные состояния нейтрино.

Мы рассматриваем Z_3 -инвариантный вариант НМС-СМ с универсальными мягко нарушающими суперсимметрию слагаемыми [18]. При этом используется следующая параметризация

$$\begin{aligned} m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta (= v_u/v_d), \\ \lambda, \kappa, A_\lambda, A_\kappa, \mu_{eff} (= \lambda s), \end{aligned} \quad (41)$$

где $m_0, m_{1/2}$ являются универсальными мягкими массами для скаляров и фермионов, соответственно. Значения вакуумного среднего скалярных компонент $H_{u,d}$ и S обозначаются через $v_{u,d}$ и s ; $v_u^2 + v_d^2$ фиксируется вакуумным средним в СМ. Универсальность частично нарушена в секторе мягких трилинейных вершин: A_λ и A_κ , из (40) задаются независимо от A_0 .

Физические скаляры представляют собой линейные комбинации H_u, H_d и S , например, для случая CP-четных состояний мы имеем

$$h_i = S_{i1} H_d + S_{i2} H_u + S_{i3} S, \quad (42)$$

где S_{ij} есть матрица смешения в CP-четном секторе. Для легчайшего бозона Хиггса с $i = 1$ значение S_{13} обычно близко к 1, что подразумевает слабые взаимодействия H_d с частицами СМ (см. подробности в [18]). Взаимодействия хиггса с кварками и лептонами третьего поколения имеют решающее значение для допу-

стимого диапазона BR распадов и определяются как:

$$\begin{aligned} H_i t_L t_R^c : -\frac{Y_b}{\sqrt{2}} S_{i2} & \quad Y_t = \frac{m_t}{v \sin \beta}, \\ H_i b_L b_R^c : -\frac{Y_\tau}{\sqrt{2}} S_{i1} & \quad Y_b = \frac{m_b}{v \cos \beta}, \\ H_i \tau_L \tau_R^c : -\frac{Y_t}{\sqrt{2}} S_{i1} & \quad Y_\tau = \frac{m_\tau}{v \cos \beta}, \end{aligned} \quad (43)$$

где Y_t, Y_b, Y_τ — юкавские константы связи. Для 1 и 2 поколения аналогично.

Как можно видеть из (43), h_1 взаимодействует с нижними кварками путем смешивания с H_d , а с верхними — путем смешивания с H_u . В связи с этим, чтобы объяснить указанные ранее отклонения LEP и CMS, элемент матрицы смешивания S_{11} должен быть подавлен по отношению к S_{12} (так как именно петли с топ-(с)кварком приводят к эффективному взаимодействию глюон-глюон- h_1) [19].

Как было упомянуто выше, мы можем настроить параметры модели таким образом, чтобы h_1 стал преимущественно синглетом СМ (имел большую компоненту S_{13}). В этом случае h_2 представляет собой СМ-подобный бозон Хиггса с $m_{h_2} \simeq 125$ ГэВ:

$$\begin{aligned} M_{h,SM}^2 = m_{h,2}^2 \simeq & M_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta - \\ & - \frac{\lambda^2 v^2}{\kappa^2} (\lambda - \kappa \sin 2\beta)^2 + \dots \end{aligned} \quad (44)$$

Стоит отметить, что в отличие от минимального суперсимметричного расширения (МССМ) в НМССМ, благодаря дополнительным слагаемым в (44), можно получить правильное значение массы СМ-Хиггса без больших петлевых поправок от суперпартнеров топ-кварка.

В работе [18] был проведен анализ сценариев с легкими синглетоподобными хиггсами с акцентом на

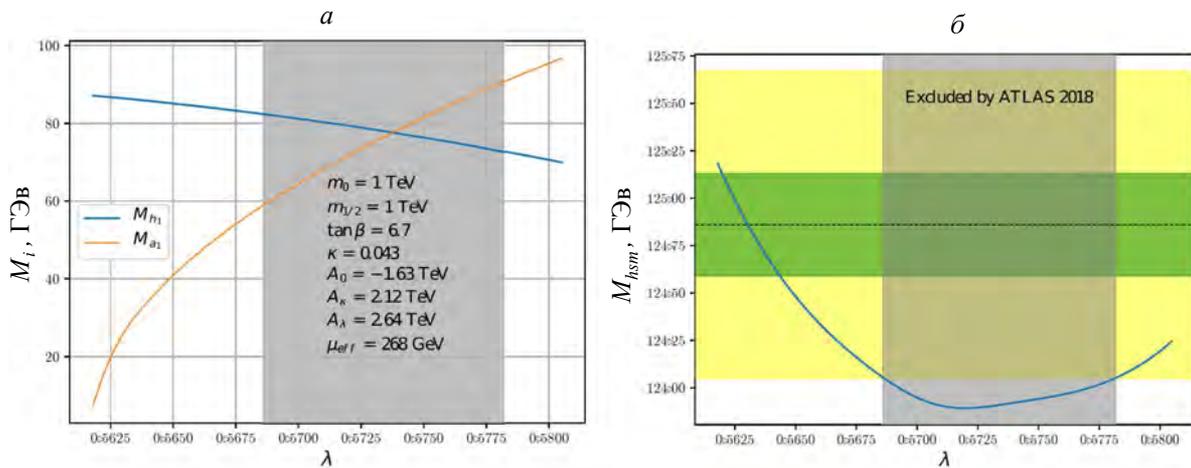


Рис. 3: Массы синглетоподобных бозонов Хиггса (а) и SM -подобного хиггса (б) как функции λ . Значения других параметров также указаны. Представлен недавний результат ATLAS [23] для массы Хиггса и показана соответствующая исключенная область

свойства хиггса и соответствующие коллайдерные сигнатуры. Было обнаружено, что можно выделить две области в пространстве параметров: область I (с небольшими $\tan\beta$ и относительно большими κ и λ) и область II (с большими $\tan\beta$, и маленький κ, λ). В настоящей работе обсуждается возможные проявления предсказываемых легких скаляров в наблюдаемых распаде $B \rightarrow K^* l^+ l^-$.

Сценарии с легким бозоном Хиггса очень тонко настроены, и незначительные изменения входных параметров приводят к значительным изменениям в спектре. Предполагается, что бозоны Хиггса с малой массой могут привести к усилению вкладов от диаграмм типа «пингвин», которые ведут себя как $m_{h,a}^{-2}$, в C_S (из-за h_1) и C_P (из-за a_1). Конечно, такого рода усиление не может быть большим из-за малости констант связи синглетоподобных состояний с частицами SM . Более того, не допускается нарушать строгие ограничения, возникающие при измерениях $\overline{BR}(B_{s,d} \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.72 \pm 0.41) \cdot 10^{-9}$ [22]. Эта величина зависит от тех же коэффициентов Вильсона, т.е.

$$BR(B_s \rightarrow \mu\mu) \propto |P|^2 + \beta_l^2 |S|^2, \quad \beta_l^2 = 1 - 4m_\mu^2/M_{B_s}^2,$$

$$P = \frac{2m_\mu}{M_{B_s}} (C_{10}^{eff} - C_{10}^{eff'}) + M_{B_s} \frac{m_b}{m_b + m_s} (C_P - C'_P), \quad (45)$$

$$S = M_{B_s} \frac{m_b}{m_b + m_s} (C_S - C'_S). \quad (46)$$

В нашем анализе были найдены сценарии с довольно тонкой подстройкой, которые удовлетворяют текущим ограничениям по прямому поиску скалярных состояний (проверялось с помощью `HiggsBounds` [20]) и совместны с данными по измерениям констант связи SM -подобного бозона Хиггса (использовался код `HiggsSignals` [21]). На рис.3 представлены предсказанные массы легких CP -четных и CP -нечетных бозонов Хиггса вместе с массой SM -подобного состояния.

Можно видеть, что масса CP -четного состояния находится в диапазоне от 70 до 90 ГэВ, в то время как масса CP -нечетных хиггсов может быть даже менее 10 ГэВ. Однако оказывается, что константы связи легких бозонов Хиггса с частицами SM довольно малы, и поэтому в рассматриваемых сценариях невозможно объяснить отклонения LEP и CMS, так как соответствующие величины предсказываются на порядок меньше тех, что указаны в (1), (2). Несмотря на это, интересно посмотреть, насколько сильно отличается предсказываемый вклад в угловые наблюдаемые от SM .

Соответствующие результаты для S_1 и S_{6c} , усредненные в области $q^2 = [1.1, 6] \text{ ГэВ}^2$, показаны на рис. 4. Для сравнения также указаны ненулевое значение для SM (горизонтальные линии) и 1σ неопределенности в предсказаниях, связанные с вариацией параметров соответствующих форм-факторов вокруг своих центральных значений. Можно видеть, что S_1 проявляет меньшую чувствительность к адронным форм-факторам, чем S_{6c} , что в принципе позволяет отделить эффекты НФ от вклада SM .

Важно оценить перспективы будущих измерений такого рода наблюдаемых. Оказывается, что наблюдаемая S_{6c} была изучена LHCb [24]. Полученный результат совместим с нулем с абсолютной неопределенностью около 0.2 – 0.3, где преобладает статистика. Это намного больше, чем прогнозируемый сигнал от скалярных операторов как в SM , так и в рассматриваемых сценариях НМССМ. Стоит также отметить, что даже в отдаленном будущем (например, [25]) как экспериментов LHCb, так и Belle-II, статистические неопределенности могут быть уменьшены лишь приблизительно в 20 раз (по оценкам для LHCb (50 fb^{-1}) из предположения, что неопределенность масштабируется как $\sqrt{n(B\bar{B})}$, где $n(B\bar{B})$ — количество произведенных пар $B\bar{B}$). К сожалению,

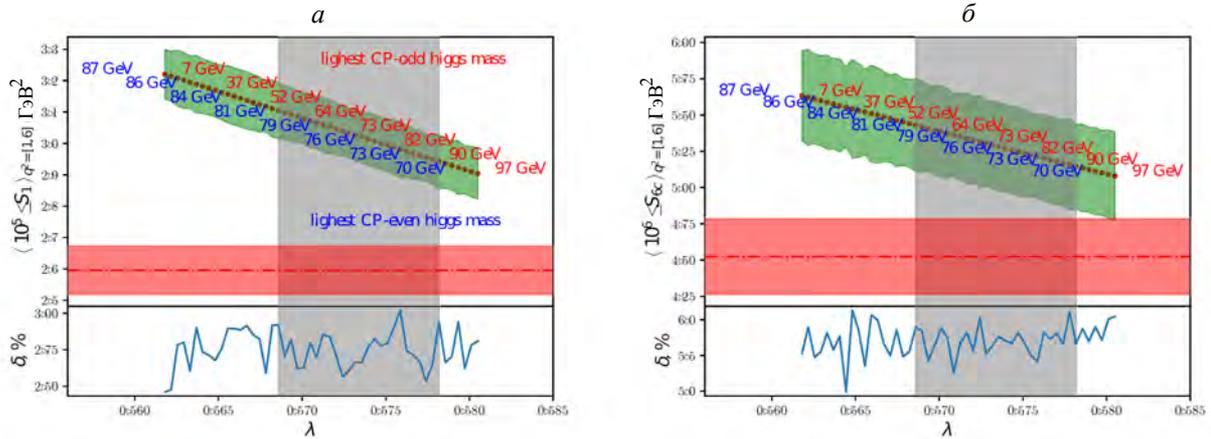


Рис. 4: Зависимость S_1 (а) и S_{6c} (б) от λ . Используется тот же набор параметров, что и на рис. 3. Предсказание СМ (горизонтальная пунктирная линия) также указаны. Полосы соответствуют неопределенности в 1σ из-за вариаций параметров ФФ, рассчитанных с помощью flavio

этого явно недостаточно для измерения прогнозируемого сигнала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы рассмотрели тонко настроенные НМССМ-сценарии с легкими синглетоподобными скалярными состояниями и изучили чувствительные к скалярным вкладам угловые наблюдаемые в распаде $B \rightarrow K^* l^+ l^-$. В отсутствии СМ-вклада нену-

левой результат для такого вида наблюдаемых указывал бы на наличие Новой Физики. Однако, из-за небольших СМ-поправок последнее утверждение не совсем верно. Наши оценки показали, что, рассматривая наблюдаемую S_1 , которая менее чувствительна к адронным матричным элементам, чем S_{6c} , можно отличить предсказание СМ от НМССМ. Однако текущие и будущие экспериментальные измерения оказываются не достаточно точными, чтобы выделить рассматриваемый эффект.

- [1] Chen S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. P. 251807.
- [2] Khachatryan V. et, al. // Nature. 2015. **522**. P. 68.
- [3] Ciuchini M, Degrassi G., Gambino P., Giudice G.F. // Nucl. Phys. B. 1998. **527**. P. 21.
- [4] Bobeth Ch. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. **122**. P. 101801.
- [5] Altmannshofer W., Straub D. M. // Eur. Phys. J. C. 2015. **75**. P. 382.
- [6] Aaij R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. **1**. P. 011802.
- [7] Aaij R. et al. // JHEP. B. 2017. **08**. P. 055.
- [8] Ellwanger U., Hugonie C. et al. // Phys. Rept. 2010. **496**. P. 1.
- [9] Heinemeyer S., Stefaniak // PoS. 2019. CHARGED2018. P. 016.
- [10] Edege et al. // JHEP. 2010. **10**. P. 056.
- [11] Buras A.J. // TUM-HEP-316-98. 1998. **6**, P.281.
- [12] Enomoto T., Watanabe R. // JHEP. 2016. **05**. P. 002.
- [13] Dedes At. // Mod. Phys. Lett. 2003. **A18**. P. 2627.
- [14] Bednyakov Al. // Int. J. Mod. Phys. C. 2014. **26**, N 04. P. 1550042.
- [15] Arbey A., Mahmoudi F., Robbins, G. // Comput. Phys. Commun. 2019. **239**. P. 238.
- [16] Altmannshofer W., Ball P. // JHEP. 2009. **01**. P. 019.
- [17] Zyla P. A. et. al. // PTEP. 2020. **8**. P. 083C01.
- [18] Beskidt C., de Boer W., Kazakov D. I. // Phys. Lett. 2018. **B782**. P. 69.
- [19] Cao J., Guo Xi. et al. // Phys. Rev. 2017. **D95**. P. 116001.
- [20] Bechtel Ph. et al. // Eur. Phys. J. C. 2015. **75**. P. 421.
- [21] Bechtel Ph. et al. // Eur. Phys. J. C. 2014. **74**. P. 2711.
- [22] Aebischer J., Altmannshofer W. et al. // ARXIV:1903.10434.
- [23] Aaboud M. et al. // Phys. Lett. 2018. **B784**. P. 345.
- [24] Aaij R. et al. // JHEP. 2016. **02**. P. 104.
- [25] Albrecht J., Bernlochner F. et al. // ARXIV:1709.10308.

Sensitive to light scalars $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ angular observables in NMSSM**A. I. Mukhaeva^{1,a}, A. V. Bednyakov^{1,2,b}**¹*Joint Institute for Nuclear Research, Joliot-Curie, 6, Dubna 141980, Russia*²*P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
Moscow 119991, Russia**E-mail: ^amukhaeva@theor.jinr.ru, ^bbednya@jinr.ru*

In this work we consider NMSSM scenarios with light (pseudo) scalars, which have masses ranging from 10 to 100 GeV. The main goal of the study is to revisit the invariant mass squared of the lepton pair q^2 -dependent angular $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ observables, which are sensitive to scalar contributions, and estimate the magnitude of the latter in the considered scenarios. In addition, prospects of experimental study of the effects are discussed.

PACS: 12.60.Jv, 13.30.Ce.

Keywords: supersymmetry, New Physics, rare decays.*Received 20 January 2020.***Сведения об авторах**

1. Мухаева Альфия Ильгизовна — мл. науч. сотрудник; e-mail: mukhaeva@theor.jinr.ru.

2. Бедняков Александр Вадимович — канд. физ.-мат. наук, доцент, ст. науч. сотрудник; e-mail: bednya@jinr.ru.