

ЛЕГКИЕ СКАЛЯРЫ В НМССМ И УГЛОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ В РАСПАДЕ $B \rightarrow K^*ll$

А. В. Бедняков^{1, 2, *}, А. И. Мухаева^{1, 3, **}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

³ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Большинство расширений Стандартной модели (СМ) предсказывают новые скалярные степени свободы. В связи с этим важно изучать все возможные проявления последних в разных видах экспериментов. В данной работе в рамках неминимального суперсимметричного расширения СМ (НМССМ) рассматриваются сценарии с легкими (псевдо)скалярами, которые имеют массу в пределе от 10 до 100 ГэВ. Такие массы не противоречат текущим экспериментальным ограничениям, так как скаляры имеют большую синглетную компоненту и слабо взаимодействуют с частицами СМ. Основная цель исследования — изучить q^2 -зависимые угловые наблюдаемые, чувствительные к скалярным вкладам, и оценить величину последних в рассмотренных сценариях. Кроме того, в работе обсуждаются перспективы экспериментального обнаружения данных эффектов.

Most of the Beyond-the-SM models predict scalar particles. Due to this, it is important to study all possible manifestations of the latter in different kind of experiments. In this paper, we consider NMSSM scenarios with light (pseudo)scalars, which have masses ranging from 10 to 100 GeV. They escape the current experimental bounds since they have large singlet component. The main goal of the study is to revisit the q^2 -dependent angular $B \rightarrow K^*ll$ 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: 16.65.-q; 13.30.Ce

Общеизвестно, что взаимодействие нейтральных токов, изменяющее аромат фермионов (FCNC), отсутствует на древесном уровне в СМ. Как следствие, FCNC-переходы могут быть чувствительными к вкладам новой фи-

*E-mail: bednya@jinr.ru

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

зики (НФ). Среди редких процессов, которые заслуживают большого внимания в публикациях, наиболее популярны те, в которых участвуют b -кварки. Например, обнаружение общеизвестных редких распадов $B \rightarrow X_*\gamma$ и $B_{s,d} \rightarrow \mu\mu$ сильно ограничило возможную НФ, которая могла проявиться в отклонениях от предсказаний СМ. В публикациях также рассматриваются многочастичные редкие распады, такие как $B \rightarrow K^*ll$ 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. Более того, этот процесс в последнее время заслуживает большого внимания со стороны теоретиков, так как экспериментально полученные значения для некоторых наблюдаемых отличаются от предсказаний СМ на уровне $2-3\sigma$. Среди таких наблюдаемых можно выделить P'_5 (в частности, в области $q^2 = [4,30, 8,68]$ ГэВ²) и отношение $R_{K^*} = \text{BR}(B_0 \rightarrow K^{0*}\mu\mu)/\text{BR}(B_0 \rightarrow K^{0*}ee)$ [1]. Отклонение последнего от единицы указывает на возможную неуниверсальность в лептонном секторе.

Такого рода аномалии в физике ароматов изучались во многих модельно-независимых подходах, в которых выполнялось глобальное фитирование коэффициентов Вильсона эффективных операторов. Обнаружено, что простые сценарии с $C_9^{\text{NP}} \sim -1$ или $C_9^{\text{NP}} = -C_{10}^{\text{NP}} \simeq -0,5$ (см., например, [2]) оказываются не только совместимыми с экспериментальными данными по различным редким распадам, но и позволяют объяснить наблюдаемые отклонения (предсказания СМ оказываются при этом хуже (SM pull): на уровне $\sim 5,9\sigma$).

Тем не менее стоит отметить, что глобальное фитирование коэффициентов Вильсона для операторов в эффективной теории слабых взаимодействий (WET) дает нам только косвенные намеки на возможные расширения СМ. Альтернативный подход заключается в рассмотрении конкретной модели BSM и изучении ее проявлений не только в редких распадах СМ, но и в прямых поисках НФ на современных коллайдерах. Кроме того, также учитывается возможность объяснения наблюдаемого значения реликтовой плотности темной материи.

В этой работе мы приводим результаты анализа угловых наблюдаемых в распаде $B \rightarrow K^*ll$ в рамках конкретного, довольно экзотического, сценария в неминимальном суперсимметричном расширении Стандартной модели (HMCCM) [3]. Нашей основной мотивацией были два экспериментальных результата (один — на LEP, другой — на LHC (CMS)), которые указывали на локальные отклонения от фона на уровне $2,3-2,8\sigma$ (см., например, [4]),

$$\mu_{\text{LEP}} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow Zbb)}{\sigma_{\text{SM}}(e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow Zbb)} = 0,117 \pm 0,057, \quad (1)$$

$$\mu_{\text{CMS}} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_{\text{SM}}(gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma)} = 0,6 \pm 0,2, \quad (2)$$

совместных с существованием скаляра массой около 98 ГэВ. Такого рода частицы с малой массой могут появляться в синглетных расширениях МССМ, которые предсказывают скалярное состояние, взаимодействующее с частицами 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.

Прежде чем приступить к описанию рассмотренных сценариев НМССМ, кратко прокомментируем угловые наблюдаемые, которые чувствительны к скалярному сектору и которые мы собираемся обсуждать. Прежде всего, угловое распределение (рис. 1) для $\bar{B}_0 \rightarrow \bar{K}_0^*(\rightarrow K^- \pi^+) l l$ задается как

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

где $q^2 = (p_{l^+} + p_{l^-})^2$ и

$$\begin{aligned} J = & J_{1s} \sin^2 \theta_K + J_{1c} \cos^2 \theta_K + (J_{2s} \sin^2 \theta_K + J_{2c} \cos^2 \theta_K) \cos 2\theta_l + \\ & + J_3 \sin^2 \theta_K \sin^2 \theta_l \cos 2\phi + J_4 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \cos \phi + J_5 \sin 2\theta_K \sin \theta_l \cos \phi + \\ & + (J_{6s} \sin^2 \theta_K + J_{6c} \cos^2 \theta_K) \cos \theta_l + J_7 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \sin \phi + \\ & + J_8 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \sin \phi + J_9 \sin^2 \theta_K \sin^2 \theta_l \sin 2\phi. \end{aligned} \quad (3)$$

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 мезона K_0^* , взаимодействующего с левыми или правыми лептонными токами, а также амплитуды, отражающие возможность взаимодействия продольно-поляризованных K_0^* со скалярными (A_S) и псевдоскалярными (A_t) токами.

Сами амплитуды обычно рассчитываются в рамках WET, задаваемой гамильтонианом

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

При этом коэффициенты Вильсона C_i^l задают вклады СМ (или НФ) от тяжелых степеней свободы. Амплитуды распада включают адронные матричные элементы эффективных операторов O_i^l , которые обычно параметризованы

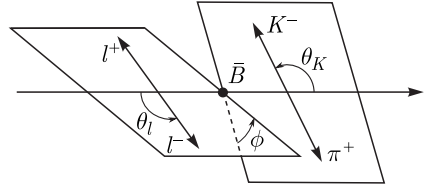


Рис. 1. $\bar{B} \rightarrow \bar{K}^{*0}(\rightarrow K^- \pi^+) l^- l^+$

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 [5]

C_7^{eff}	$C_7^{\prime\text{eff}}$	C_8^{eff}	$C_8^{\prime\text{eff}}$	C_9	C_{10}	$C_S, \text{ГэВ}^{-1}$	$C_P, \text{ГэВ}^{-1}$
-0,291	-0,006	-0,161	-0,003	4,053	-4,189	$-6,03 \cdot 10^{-5}$	$1,15 \cdot 10^{-4}$

в терминах формфакторов (ФФ). Последние рассчитываются с помощью правила сумм на световом конусе (в области малых q^2) или решеточной КХД (в области высоких q^2).

В таблице можно найти предсказания СМ для коэффициентов Вильсона, дающих вклад в рассматриваемый процесс. В дальнейшем нас будут интересовать наблюдаемые, чувствительные к скалярным частицам. Последние могут дать ненулевой вклад в коэффициенты Вильсона эффективных операторов

$$O_S = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_R b) (\bar{l} l), \quad O'_S = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_L b) (\bar{l} l), \quad (5)$$

$$O_P = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_R b) (\bar{l} \gamma_5 l), \quad O'_P = \frac{e^2}{16\pi^2} m_b (\bar{s} P_L b) (\bar{l} \gamma_5 l), \quad (6)$$

которые входят в выражения для A_S и A_t (исключая ФФ и кинематические факторы)

$$A_t \propto \left[2(C_{10}^{\text{eff}} - C_{10}^{\prime\text{eff}}) + \frac{q^2}{m_l} (C_P - C'_P) \right], \quad A_S \propto - \left[C_S - C'_S \right], \quad (7)$$

где m_l — масса лептона. В свою очередь, A_t дает вклад в J_{1c} , а A_S — в J_{1c} , J_5 , J_{6c} и J_7 , причем

$$J_{6c} = 4\beta_l \frac{m_l}{\sqrt{q^2}} \text{Re} (A_0^L A_S^* + A_0^{R*} A_S), \quad (8)$$

где $\beta_l = \sqrt{1 - (4m_l^2)/q^2}$. Видно, что если $A_S = 0$, то и $J_{6c} = 0$ (в отличие от J_{1c} , J_5 и J_7), что делает J_{6c} отличным индикатором ненулевого вклада в A_S .

Из-за непертурбативной природы адронных матричных элементов, входящих в J_i , неопределенность в расчете последних довольно велика. Чтобы обойти эту проблему, вводится набор «чистых» наблюдаемых, которые представляют собой отношения J_i и в лидирующем порядке не зависят от ФФ в области больших отдал K^* или малых q^2 . Среди таких наблюдаемых выделяют [6]

$$S_1 = - \frac{\beta_l \sqrt{q^2} J_{6c}}{4m_l J_{2c}}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 J_{2c} J_{2s}^2 S_2 = & 4J_{2c}(4J_{2s}^2 - J_3^2) + (8J_4^2 + 2J_7'^2)(2J_{2s} + J_3) + \\
 & + (8J_8^2 + 2J_5'^2)(2J_{2s} - J_3) + 16J_4 J_8 J_9 - 4J_{2c} J_9^2 - 4J_4 J_5' J_{6s}' - \\
 & - J_{2c} J_{6s}'^2 - 4J_{6s}' J_7' J_9, \quad J_i' \equiv \beta_l J_i. \quad (10)
 \end{aligned}$$

Можно видеть, что выражение для S_2 довольно громоздкое, а величина S_1 пропорциональна J_{6c} . В связи с этим сконцентрируем свое внимание на предсказаниях НМССМ для S_1 и сравним их с предсказаниями для величины $S_{6c} \equiv J_{6c}/(d\Gamma/dq^2)$, которая также рассматривается в публикациях.

В рамках НМССМ вводится дополнительное синглетное по калибровочной группе суперполе S (комплексный скаляр + вейлевский фермион). Последнее взаимодействует с полями Хигса и соответствующими суперпартнерами H_1, H_2 . Суперпотенциал НМССМ W и лагранжиан, мягко нарушающий суперсимметрию $\mathcal{L}_{\text{soft}}$, включает в себя следующие дополнительные члены:

$$W \ni \lambda \hat{S}(\hat{H}_1 \hat{H}_2) + \frac{\kappa}{3} \hat{S}^3, \quad \mathcal{L}_{\text{soft}} \ni -\lambda A_\lambda H_1 H_2 S - \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3, \quad (11)$$

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

Мы следуем работе [7], в которой рассматривалась Z_3 -инвариантная НМССМ с универсальными мягко нарушающими суперсимметрию слагаемыми. При этом используется следующая параметризация:

$$m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta (= v_2/v_1), \quad \lambda, \kappa, A_\lambda, A_\kappa, \mu_{\text{eff}} (= \lambda s), \quad (12)$$

где $m_0, m_{1/2}$ являются универсальными мягкими массами для скаляров и фермионов соответственно. Значения вакуумного среднего скалярных компонент $H_{1,2}$ и S обозначаются как $v_{1,2}$ и s . В то время как $v_1^2 + v_2^2$ фиксируется вакуумным ожиданием в СМ, вместо отношения v_2/v_1 и s используются $\tan \beta$ и эффективный μ -параметр μ_{eff} . Универсальность частично нарушена в секторе мягких трилинейных вершин: A_λ и A_κ из уравнения (11) задаются независимо от A_0 .

Физические скаляры представляют собой линейные комбинации H_1, H_2 и S . Например, для случая СР-четных состояний имеем

$$h_i = S_{i1} H_1 + S_{i2} H_2 + S_{i3} S, \quad (13)$$

где S_{ij} — матрица смешения в СР-четном секторе. Как было упомянуто выше, можно настроить параметры модели таким образом, чтобы состояние h_1 стало преимущественно синглетом СМ (имел большую компоненту S_{13}). В этом случае h_2 представляет СМ-подобный бозон Хигса с $m_{h_2} \simeq 125$ ГэВ:

$$M_{h, \text{SM}}^2 = m_{h,2}^2 \simeq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta - \frac{\lambda^2 v^2}{\kappa^2} (\lambda - \kappa \sin 2\beta)^2 + \dots \quad (14)$$

Стоит отметить, что в отличие от минимального суперсимметричного расширения (МССМ) в НМССМ благодаря дополнительным слагаемым в (14)

можно получить правильное значение массы бозона Хиггса SM без больших петлевых поправок от суперпартнеров топ-кварка.

Можно видеть, что h_1 взаимодействует с нижними кварками путем смешивания с H_1 , а с верхними — путем смешивания с H_2 . 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-)кварком приводят к эффективному взаимодействию глюон–глюон– h_1) [8].

Анализ подобных сценариев с легкими синглетоподобными бозонами Хиггса был проведен в работе [7] с акцентом на свойства последних и соответствующие коллайдерные сигнатуры. 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 маленькими κ, λ). В настоящей работе обсуждаются возможные проявления предсказываемых легких скаляров в наблюдаемых распада $B \rightarrow K^*ll$.

Мы использовали характерные сценарии, представленные в работе [7], в качестве отправной точки наших исследований. Чтобы сгенерировать спектр НМССМ по заданным универсальным параметрам, мы использовали последнюю версию пакета NMSSMTools (5.4.0) [9], а также коды HiggsBounds (5.3.2beta) [10] и HiggsSignals (2.2.3beta) [11]. Последние позволяют сопоставить предсказания НМССМ в секторе Хиггса с современными экспериментальными ограничениями. Угловые наблюдаемые рассчитывались с помощью пакетов SuperIso (4.0) [12] и Flavio (1.5.1) [13].

Оказывается, что сценарии с легким бозоном Хиггса очень тонко настроены и незначительные изменения входных параметров приводят к значительным изменениям в спектре. Нашим основным интересом было изучение наблюдаемых S_1 и S_2 . Мы ожидали, что бозоны Хиггса с малой массой могут привести к усилению вкладов в C_S (из-за h_1) и C_P (из-за a_1) от диаграмм типа «пингвин», которые ведут себя как $m_{h,a}^{-2}$. 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 относительной вероятности распада $\overline{BR}(B_{s,d} \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2,72 \pm 0,41) \cdot 10^{-9}$ [14], которая также зависит от C_S и C_P .

В результате проведенного нами анализа были найдены сценарии в упомянутой ранее области I, которые удовлетворяют текущим ограничениям по прямому поиску скалярных состояний и совместимы с данными по измерениям констант связи SM -подобного бозона Хиггса. На рис. 2 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 бозонов Хиггсов может

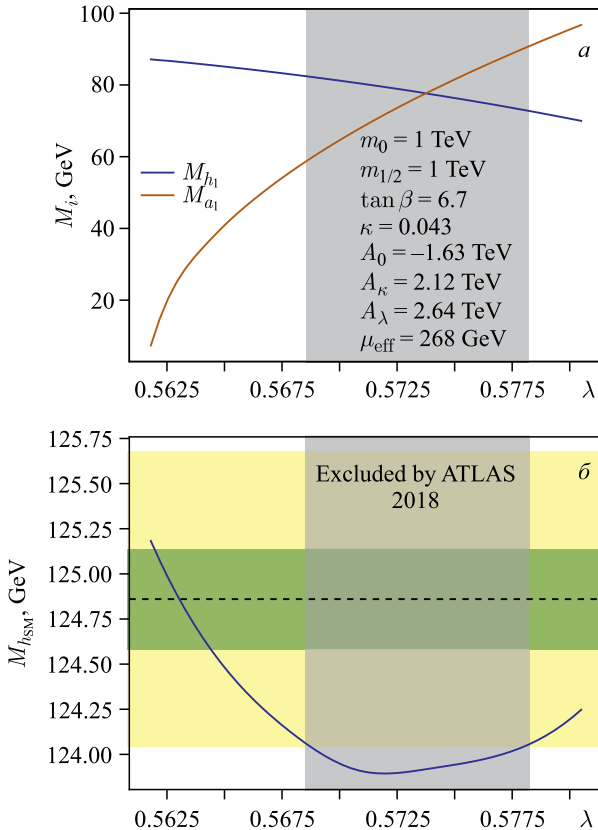


Рис. 2. Массы синглетоподобных бозонов Хиггса (a) и СМ-подобного бозона Хиггса (b) как функции λ . Также указаны значения других параметров. Представлен недавний результат ATLAS [15] для массы бозона Хиггса, и показана соответствующая исключенная область

быть даже менее 10 ГэВ. Однако оказывается, что константы связи легких бозонов Хиггса с частицами СМ довольно малы, поэтому в рассматриваемых сценариях невозможно объяснить отклонения LEP и CMS, так как соответствующие величины предсказываются на порядок меньше тех, что указаны в (2). Несмотря на это, интересно посмотреть, насколько сильно отличается от СМ предсказываемый вклад в угловые наблюдаемые.

Соответствующие результаты для S_1 и S_{6c} , усредненные в области $q^2 = [1, 1,6] \text{ ГэВ}^2$, показаны на рис.3. Для сравнения также указаны ненулевое значение для СМ (горизонтальные линии) и 1σ -неопределенности в предсказаниях, связанные с вариацией параметров соответствующих ФФ вокруг своих центральных значений. Можно видеть, что S_1 проявляет меньшую чув-

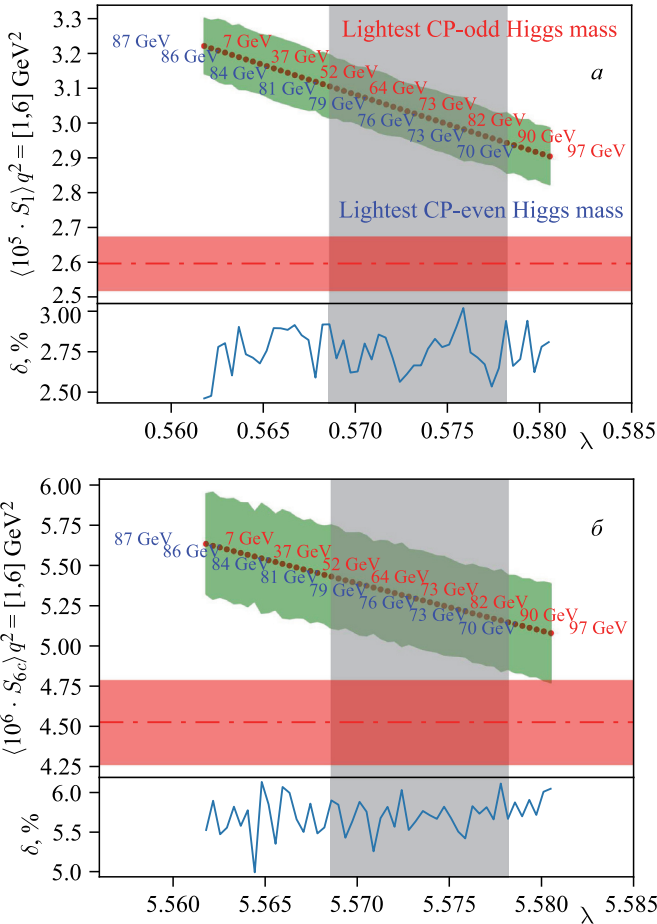


Рис. 3. Зависимость S_1 (а) и S_{6c} (б) от λ . Использован тот же набор параметров, что и на рис. 2. Также указан вклад СМ (горизонтальная штрихпунктирная линия). Полосы соответствуют неопределенности в 1σ из-за вариаций параметров ФФ, рассчитанных с помощью Flavio

ствительность к адронным ФФ, чем S_{6c} , что в принципе позволяет отделить эффекты НФ от СМ.

Однако важно оценить перспективы будущих измерений такого рода наблюдаемых. Оказывается, что наблюдаемая S_{6c} была изучена в эксперименте LHCb [16]. Полученный результат совместим с нулем с абсолютной неопределенностью около 0,2–0,3, где преобладает статистическая погрешность. Это намного больше, чем прогнозируемый сигнал от скалярных операторов как в СМ, так и в рассматриваемых сценариях НМССМ. Также стоит отметить, что

даже в отдаленном будущем (см., например, [17]) как экспериментов LHCb, так и Belle-II статистические неопределенности могут быть уменьшены лишь приблизительно в 20 раз (по оценкам для LHCb (50 фб^{-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, этого явно недостаточно для измерения предсказываемого сигнала.

Таким образом, мы рассмотрели тонко настроенные НМССМ-сценарии с легкими синглетоподобными скалярными состояниями и изучили чувствительные к скалярным вкладам угловые наблюдаемые в распаде $B \rightarrow K^*ll$. В отсутствие вклада СМ ненулевой результат для такого вида наблюдаемых указывал бы на наличие НФ. Однако из-за небольших поправок СМ 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 эксперименты оказываются недостаточно точными, чтобы выделить рассматриваемый эффект.

Авторы выражают благодарность организаторам конференции за предоставленную возможность выступить с докладом, а также F. Straub, D. van Dyk и F. Mahmoudi за полезные советы относительно кодов Flavio и Superiso.

Работа выполнена при поддержке гранта правительства Российской Федерации (соглашение № 14.W03.31.0026 от 15.02.2018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aaij R. et al. (LHCb Collab.). Test of Lepton Universality with $B^0 \rightarrow K^{*0} \ell^+ \ell^-$ Decays // JHEP. 2017. V. 08. P. 055; arXiv:1705.05802.
2. Arbey A., Hurth T., Mahmoudi F., Neshatpour S. Hadronic and New Physics Contributions to $b \rightarrow s$ Transitions // Phys. Rev. D. 2018. V. 98, No. 9. P. 095027; arXiv:1806.02791.
3. Ellwanger U., Hugonie C., Teixeira A. M. The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model // Phys. Rep. 2010. V. 496. P. 1–77; arXiv:0910.1785 [hep-ph].
4. Heinemeyer S., Stefaniak T. A Higgs Boson at 96 GeV?! // Proc. of Sci. 2019. V. CHARGED2018. P. 016; arXiv:1812.05864.
5. Enomoto T., Watanabe R. Flavor Constraints on the Two Higgs Doublet Models of Z_2 Symmetric and Aligned Types // JHEP. 2016. V. 05. P. 002; arXiv:1511.05066.
6. Matias J., Mescia F., Ramon M., Virto J. Complete Anatomy of $\bar{B}_d \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K\pi) l^+ l^-$ and Its Angular Distribution // JHEP. 2012. V. 04. P. 104; arXiv:1202.4266 [hep-ph].
7. Beskidt C., de Boer W., Kazakov D. I. Can We Discover a Light Singlet-Like NMSSM Higgs Boson at the LHC? // Phys. Lett. B. 2018. V. 782. P. 69–76; arXiv:1712.02531.
8. Cao J., Guo X., He Y., Wu P., Zhang Y. Diphoton Signal of the Light Higgs Boson in Natural NMSSM // Phys. Rev. D. 2017. V. 95, No. 11. P. 116001; arXiv:1612.08522.

9. *Das D., Ellwanger U., Teixeira A. M.* NMSDECAY: A Fortran Code for Supersymmetric Particle Decays in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model // *Comput. Phys. Commun.* 2012. V. 183. P. 774–779; arXiv:1106.5633 [hep-ph].
10. *Bechtle P., Heinemeyer S., Stal O., Stefaniak T., Weiglein G.* Applying Exclusion Likelihoods from LHC Searches to Extended Higgs Sectors // *Eur. Phys. J. C.* 2015. V. 75, No. 9. P. 421; arXiv:1507.06706.
11. *Bechtle P., Heinemeyer S., Stal O., Stefaniak T., Weiglein G.* HiggsSignals: Confronting Arbitrary Higgs Sectors with Measurements at the Tevatron and the LHC // *Eur. Phys. J. C.* 2014. V. 74, No. 2. P. 2711; arXiv:1305.1933 [hep-ph].
12. *Arbey A., Mahmoudi F., Robbins G.* SuperIso Relic v4: A Program for Calculating Dark Matter and Flavour Physics Observables in Supersymmetry // *Comput. Phys. Commun.* 2019. V. 239. P. 238–264; arXiv:1806.11489.
13. *Straub D. M.* Flavio: A Python Package for Flavour and Precision Phenomenology in the Standard Model and Beyond. arXiv:1810.08132. 2018.
14. *Aebischer J., Altmannshofer W., Guadagnoli D., Reboud M., Stangl P., Straub D. M.* B -decay Discrepancies after Moriond 2019. arXiv:1903.10434. 2019.
15. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.).* Measurement of the Higgs Boson Mass in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$ Channels with $\sqrt{s} = 13$ TeV pp Collisions Using the ATLAS Detector // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 784. P. 345–366; arXiv:1806.00242.
16. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Angular Analysis of the $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ Decay Using 3 fb^{-1} of Integrated Luminosity // *JHEP.* 2016. V. 02. P. 104; arXiv:1512.04442.
17. *Albrecht J., Bernlochner F., Kenzie M., Reichert S., Straub D., Tully A.* Future Prospects for Exploring Present Day Anomalies in Flavour Physics Measurements with Belle II and LHCb. arXiv:1709.10308. 2017.