

**Влияние  $b \rightarrow s\mu\mu$  аномалий на  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  наблюдаемые**А. В. Бедняков,<sup>\*</sup> А. И. Мухаева<sup>†</sup>*Объединенный институт ядерных исследований. Россия,  
141980 Россия, 141980, Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6.*

(Поступила в редакцию 20.05.2022; подписана в печать 23.05.2022)

Полулептонные процессы с переходом между флейворами одного заряда с парой нейтрино в конечном состоянии довольно точно предсказываются в Стандартной Модели (СМ) и, таким образом, являются уникальными пробниками возможной Новой физики (НФ). До недавнего времени низкая эффективность восстановления  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  состояний приводила к тому, что они оказывались в проигрыше по сравнению с заряженными лептонами в конечном состоянии. Однако последние результаты Belle II по измерению  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$  используют инновационный метод инклюзивной маркировки, обеспечивающий более высокую эффективность; это вместе с предыдущими результатами BaBar и Belle указывает на возможное усиление  $BR(B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu})$ . Ожидается, что повторный анализ полного набора данных Belle вместе с новыми данными Belle II приведет к гораздо более точному измерению этих состояний. Если бы действительно было обнаружено, что относительная вероятность распада ( $BR$ ) увеличивается по сравнению со СМ, это указывало бы на однозначный сигнал для НФ без неопределенностей, возникающих из-за дальнедействующих нефакторизуемых эффектов или степенных поправок (в отличие от  $B \rightarrow K^*ll$ ). В настоящей работе мы исследовали возможности такого усиления как сигнала НФ в рамках сценария, рассмотренного в работе [1]. Данный сценарий также может объяснить некоторые другие отклонения, наблюдаемые как в нейтральных, так и в заряженных распадах В-мезонов.

PACS: 12.60.Jv, 13.30.Ce

УДК: 53.01

Ключевые слова: суперсимметрия, Новая физика, редкие распады.

**ВВЕДЕНИЕ**

Взаимодействие нейтральных токов изменяющее аромат фермионов (FCNC) отсутствуют на древесном уровне в СМ. Как следствие, FCNC-переходы могут быть чувствительными к вкладам Новой Физики (НФ). Среди таких распадов особое внимание привлекают  $b \rightarrow s$ -переходы в связи с возрастающим количеством небольших отклонений от СМ, указывающих на возможное существование Новой Физики, например,  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $B \rightarrow K^{*l}l^-$  и  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  распады. Однако, эти процессы по-разному исследуют структуру эффективного лагранжиана СМ и вкладов НФ. Например,  $B \rightarrow K^{*l}l^-$  распад включает вклады от всех трех электрослабых операторов  $O_7$ ,  $O_9$  и  $O_{10}$ , возможных в рамках гамильтониана СМ. В то время как  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$  получает вклады только от единственного электрослабого оператора  $O_{10}$ . Особый же интерес для нашего исследования представляет распад  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ , в который дают вклад два электрослабых оператора  $O_9$  и  $O_{10}$  в Стандартной Модели.

В-фабрики зафиксировали некоторые отклонения в измерениях относительной вероятности распада  $B \rightarrow K^{(*)}ll$  и  $B_s \rightarrow \phi ll$ , угловых распределений  $B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$  и в нескольких наблюдаемых, связанных с лептонной универсальностью (LFU). Чувствительность к форм-факторам играет очень важную роль для выявления новых физических сигнатур в этих про-

цессах, поскольку непертурбативные адронные неопределенности сильно влияют на точность теоретических предсказаний наблюдаемых полулептонных распадов как в СМ, так и за ее пределами. Недавние успехи в расчете форм-факторов, связанных с  $b \rightarrow sll$  процессами в рамках различных методов, впечатляют. Чтобы иметь полную картину таких распадов во всей кинематической области, необходимо вычислить полный набор форм-факторов для всех областей  $q^2$ . Подходы, основанные на вычислениях с помощью правила сумм на световом конусе (LCSR) и решеточной КХД (LQCD), позволили очень точно рассчитать форм-факторы для различных процессов  $b \rightarrow sll$ .

С другой стороны, существуют другие проблемы, которые делают процессы  $b \rightarrow sll$  более устойчивыми, чем любые другие переходы, например, различные вклады на малых расстояниях, нелокальные эффекты ниже порога рождения чармония, адронные нелокальные эффекты. Хотя поправки, как правило, увеличивают расхождение между предсказаниями СМ для относительной вероятности распада и соответствующими экспериментальными измерениями, нормированные угловые наблюдаемые, такие как  $P'_5$  и другие LFU, которые в основном проявляют слабую зависимость к форм-факторам, тем самым нечувствительны к различным поправкам.

Существует еще одно семейство FCNC переходов с нейтральными лептонами в конечном состоянии. Редкие полулептонные В-распады с двумя нейтрино в конечном состоянии теоретически являются более чистыми каналами распада для  $b \rightarrow sll$  процессов. Во-первых, в них нет адронных неопределенностей помимо форм-факторов, таких как нефакторизуемые

<sup>\*</sup> bednya@jinr.ru<sup>†</sup> mukhaeva@theor.jinr.ru

поправки и вклады фотонных пингвинов. Во-вторых, экспериментальное изучение распадов  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  в принципе помогает ограничить несколько новых физических моделей, которые предсказывают появление новых частиц, таких как лептокварки, аксионы и частицы темной материи. Однако, изучение этих распадов является экспериментально сложной задачей из-за присутствия нейтральных лептонов, которые не оставляют никакой информации в детекторах. Но несколько экспериментов, такие как BaBar, Belle и Belle II, все же позволяют определить верхнюю границу для относительной вероятности распада  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  [2], [3], [4]. До сих пор во всех измерениях использовался подход, где в конкретном случае  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  второй В-мезон распадается на адронное или полулептонное состояние [2], [3], [4]. Этот подход к маркировке в принципе подавляет фоновые события, но приводит к низкой эффективности восстановления сигнала, обычно ниже 1%. Однако недавний результат, опубликованный Belle II для  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$ , использует новый и независимый инклюзивный подход к тегированию [5]. Преимущество этого подхода по сравнению с предыдущими методами в основном заключается в достижении большей эффективности выделения сигнала около 4%. Следовательно, предстоящие измерения на Belle II в ближайшие годы могут дать неожиданные результаты в  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  секторе.

Цель настоящей работы — изучить как повлияют полученные результаты измерений  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  на пространство параметров модели с дополнительным  $Z'$  бозоном. Данная модель ранее была рассмотрена в работе [1], и мотивирована тем, что способна также объяснить аномалии, наблюдающиеся в других  $b \rightarrow s$  переходах.

В дополнение к возможным ожидаемым улучшениям точности измерений относительной вероятности распада  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ , мы рассматриваем несколько других наблюдаемых, которые также влияют на пространство параметров НФ. К ним относятся отношения относительных вероятностей распада  $R_K$  и  $R_K^*$  ( $R_K^* = BR(B \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-)/BR(B \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)$ ); полный набор угловых наблюдаемых для  $B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$ ,  $B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ ;  $BR(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ; и смешивание  $B_s$ -мезонов. Таким образом, в настоящей работе мы исследуем пространство параметров модели с  $Z'$  бозоном с добавлением легких правых нейтрино (RHN).

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Гамильтониан эффективной теории слабых взаимодействий размерности 6 с добавлением правых нейтрино для  $b \rightarrow s$  переходов на шкале массы  $b$  кварка можно записать в виде

$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha_{EM}}{4\pi} V_{tb}V_{ts}^* \left( C_L^{SM} \delta_{\alpha\beta} O_L^{\alpha\beta} + \sum_{\alpha\beta} \left( \sum_{A=L^{(\prime)}, R^{(\prime)}} C_A^{\alpha\beta} O_A^{\alpha\beta} + \sum_{B=9^{(\prime)}, 10^{(\prime)}} O_B^{\alpha\beta} C_B^{\alpha\beta} \right) \right) + \text{h.c.}, \quad (1)$$

где 4-фермионные операторы:

$$\begin{aligned} O_L^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L)(\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu^\beta), & O_R^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R)(\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu^\beta), \\ O_L^{\prime\alpha\beta} &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L)(\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu^\beta), & O_R^{\prime\alpha\beta} &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R)(\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu^\beta), \\ O_9^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L)(\bar{l}^\alpha \gamma_\mu l^\beta), & O_{10}^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L)(\bar{l}^\alpha \gamma_\mu \gamma_5 l^\beta), \\ O_9^{\prime\alpha\beta} &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R)(\bar{l}^\alpha \gamma_\mu l^\beta), & O_{10}^{\prime\alpha\beta} &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R)(\bar{l}^\alpha \gamma_\mu \gamma_5 l^\beta). \end{aligned} \quad (2)$$

Мы используем базис flavio [17] и коэффициенты Вильсона определяются как

$$\begin{aligned} C_L^{\alpha\beta} &\equiv [C_{LL}^V]^{\alpha\beta}, & C_R^{\alpha\beta} &\equiv [C_{RR}^V]^{\alpha\beta}, \\ C_L^{\prime\alpha\beta} &\equiv [C_{LR}^V]^{\alpha\beta}, & C_R^{\prime\alpha\beta} &\equiv [C_{RR}^V]^{\alpha\beta} \end{aligned}$$

Гамильтониан (1) не содержит скалярных и тензорных операторов, которые рассматривались в [18], поскольку они не возникают в нашей модели. Однако, в нашей модели возникают операторы с заряженными лептонами, которые связаны с  $C_{L,R}^{(\prime)\alpha\beta}$ .

Поскольку диагональные коэффициенты  $C_{9,10}^{(\prime)\mu\mu}$  влияют на  $b \rightarrow s\mu\bar{\mu}$  распады, включающие  $B \rightarrow K^{(*)}\mu\mu$  аномалии, то они подробно будут рассмотрены далее в настоящей работе.

Вклад СМ в коэффициент Вильсона  $C_L$  оператора  $O_L^{SM}$  в ур. (1) равен [19]:

$$C_L^{SM} = -2X_t/s_w^2 \quad (3)$$

где  $X_t = 1.469 \pm 0.017$ , включая NLO КХД и двухпетлевые электрослабые поправки. Вклад СМ в  $O_{L^{(\prime)}, R^{(\prime)}}^{\alpha\beta} = 0$ .

Таблица 1. Текущий статус  $b \rightarrow sll$  и  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  распадов

	$q^2$	Теоретические предсказания	Экспериментальные измерения	Отклонение
$R_K$	[1.1, 6.0]	$1 \pm 0.01$ [6], [7]	$0.846^{+0.044}_{-0.041}$ [8]	$\sim 3.1\sigma$
$R_{K^*}$	[1.1, 6.0]	$1 \pm 0.01$ [6], [7]	$0.96^{+0.45}_{-0.29}(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst})$ [9]	$\sim 2.2 - 2.5\sigma$
$P'_5$	[4.0, 6.0]	$-0.757 \pm 0.074$ [10]	$-0.439 \pm 0.111$ [11]	$\sim 3.3\sigma$
$\mathcal{B}(B_s \rightarrow \phi\mu^+\mu^-)$	[1.1, 6.0]	$(5.37 \pm 0.66) \times 10^{-8}$ [12]	$(2.88 \pm 0.22) \times 10^{-8}$ [13]	$\sim 3.6\sigma$
$\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$	-	$(3.66 \pm 0.14) \times 10^{-9}$ [14]	$(3.09^{+0.46+0.15}_{-0.43-0.11}) \times 10^{-9}$ [15]	-
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu})$	-	$(4.4 \pm 0.07) \times 10^{-6}$ [16]	$< 1.6 \times 10^{-5}, < 4.1 \times 10^{-5}$ [5]	-
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0\nu\bar{\nu})$	-	$(4.1 \pm 0.05) \times 10^{-6}$ [16]	$< 2.6 \times 10^{-5}$ [3]	-
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{0*}\nu\bar{\nu})$	-	$(9.5 \pm 0.09) \times 10^{-6}$ [16]	$< 1.8 \times 10^{-5}$ [3]	-
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^{*+}\nu\bar{\nu})$	-	$(10 \pm 1) \times 10^{-6}$ [16]	$< 4.0 \times 10^{-5}$ [4]	-
$F_L^{B^0 \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}}$	-	$0.47 \pm 0.03$ [16]	-	-
$R_K^{\nu\nu}$	-	1	$2.5 \pm 1.0$	
$R_{K^*}^{\nu\nu}$	-	1	$< 1.9$	

Вклады в  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\nu$  можно классифицировать на два типа: те, которые интерферируют со СМ ( $O_L^{\alpha\alpha}$ ) и те, в которых нет интерференции (например,  $O_{L,R}^{\alpha\beta}$ ,  $O_{L,R}^{\prime\alpha\beta}$ , где  $\alpha \neq \beta$ ). Относительные вероятности распа-

дов можно оценить численно с помощью `flavio` [17], где неопределенности связаны с вариацией параметров СМ и форм-факторов:

$$\text{Br}(B^{0,+} \rightarrow K\nu\nu) = 4.067 \cdot 10^{-6} \left[ 1 - 0.104 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_L^{\alpha\alpha} + C_R^{\alpha\alpha}) + 0.008 \sum_{\alpha\beta} \left\{ \underbrace{|C_L^{\alpha\beta} + C_R^{\alpha\beta}|^2}_{\text{LH neutrino}} + \underbrace{|C_L^{\prime\alpha\beta} + C_R^{\prime\alpha\beta}|^2}_{\text{RH neutrino}} \right\} \pm 0.14 \right], \quad (4)$$

$$\text{Br}(B_0 \rightarrow K^*\nu\nu) = 9.531 \cdot 10^{-6} \left[ 1 - 0.104 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_L^{\alpha\alpha}) + 0.069 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_R^{\alpha\alpha}) + 0.008 \sum_{\alpha\beta} \left\{ \underbrace{|C_L^{\alpha\beta}|^2 + |C_R^{\alpha\beta}|^2}_{\text{LH neutrino}} + \underbrace{|C_L^{\prime\alpha\beta}|^2 + |C_R^{\prime\alpha\beta}|^2}_{\text{RH neutrino}} - 0.011 \text{Re}(C_L^{\alpha\beta} C_R^{*\alpha\beta} + C_L^{\prime\alpha\beta} C_R^{\prime*\alpha\beta}) \right\} \pm 0.10 \right], \quad (5)$$

$$\text{Br}(B^+ \rightarrow K^*\nu\nu) = 1.026 \cdot 10^{-5} \left[ 1 - 0.104 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_L^{\alpha\alpha}) + 0.069 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_R^{\alpha\alpha}) + 0.008 \sum_{\alpha\beta} \left\{ \underbrace{|C_L^{\alpha\beta}|^2 + |C_R^{\alpha\beta}|^2}_{\text{LH neutrino}} + \underbrace{|C_L^{\prime\alpha\beta}|^2 + |C_R^{\prime\alpha\beta}|^2}_{\text{RH neutrino}} - 0.011 \text{Re}(C_L^{\alpha\beta} C_R^{*\alpha\beta} + C_L^{\prime\alpha\beta} C_R^{\prime*\alpha\beta}) \right\} \pm 0.10 \right]. \quad (6)$$

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Ранее мы рассмотрели пример построения модели с дополнительным  $Z'$  бозоном [1], поэтому не будем повторять здесь детали. Взаимодействие  $Z'$  с фермионами в массовом базисе можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \ni &+ g_E Z'_\alpha \sum_{i,j=1,3} [V_{uR,i3} V_{uR,j3}^* (\bar{U}_{iR} \gamma_\alpha U_{jR}) + V_{uL,i3} V_{uL,j3}^* (\bar{U}_{iL} \gamma_\alpha U_{jL})] \\ &+ g_E Z'_\alpha \sum_{i,j=1,3} [V_{dR,i3} V_{dR,j3}^* (\bar{D}_{iR} \gamma_\alpha D_{jR}) + V_{dL,i3} V_{dL,j3}^* (\bar{D}_{iL} \gamma_\alpha D_{jL})] \\ &- g_E Z'_\alpha \sum_{i=1,3} [\bar{\mathcal{E}}_i \gamma_\alpha \mathcal{E}_i + \bar{\mathcal{N}}_i \gamma_\alpha \mathcal{N}_i - V_{eL,3i}^* V_{eL,3j} (\bar{\mathcal{E}}_{iL} \gamma_\alpha \mathcal{E}_{jL})] \\ &+ g_E Z'_\alpha \sum_{i,j=1,3} [V_{\nu L,3i}^* V_{\nu L,3j} (\bar{\mathcal{N}}_{iL} \gamma_\alpha \mathcal{N}_{jL}) + V_{\nu R,3i}^* V_{\nu R,3j} (\bar{\mathcal{N}}_{iR} \gamma_\alpha \mathcal{N}_{jR})]. \end{aligned} \quad (7)$$

Видно, что все  $Z'$ -взаимодействия с фермионами СМ определяются третьим столбцом матриц смешивания кварков,

$$\begin{aligned} V_{dL,i3} &= \{-s_{13}^d e^{-i\phi_{13}}, -c_{13}^d s_{23}^d e^{-i\phi_{23}}, c_{13}^d c_{23}^d\}, \\ V_{dR,i3} &= \frac{\{-m_b m_s s_{13}^d e^{-i\phi_{13}}, -m_b m_d c_{13}^d s_{23}^d e^{-i\phi_{23}}, m_s m_d c_{13}^d c_{23}^d\}}{\sqrt{m_d^2 (m_b^2 s_{23}^2 + m_s^2 c_{23}^2) c_{13}^2 + m_b^2 m_s^2 s_{13}^2}}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$V_{uL,i3} = \{\tilde{V}_{ud}, \tilde{V}_{cd}, \tilde{V}_{td}\}, \quad V_{uR,i3} = \frac{\{m_u \tilde{V}_{ud}, m_c \tilde{V}_{cd}, m_t \tilde{V}_{td}\}}{\sqrt{m_t^2 |\tilde{V}_{td}|^2 + m_c^2 |\tilde{V}_{cd}|^2 + m_u^2 |\tilde{V}_{ud}|^2}} \quad (9)$$

и лептонов

$$V_{eL,3i} = \{-s_{13}^e e^{i\chi_{13}}, -c_{13}^e s_{23}^e e^{i\chi_{23}}, c_{13}^e c_{23}^e\}, \quad V_{eR,3i} = 1, \quad (10)$$

$$V_{\nu L,3i} = \{\tilde{U}_{l1}, \tilde{U}_{l2}, \tilde{U}_{l3}\}, \quad V_{\nu R,3i} = \frac{\{m_{\nu_1} \tilde{U}_{l1}, m_{\nu_2} \tilde{U}_{l2}, m_{\nu_3} \tilde{U}_{l3}\}}{\sqrt{m_{\nu_3}^2 |\tilde{U}_{l3}|^2 + m_{\nu_2}^2 |\tilde{U}_{l2}|^2 + m_{\nu_1}^2 |\tilde{U}_{l1}|^2}}. \quad (11)$$

Для удобства мы используем следующие краткие обозначения

$$\tilde{V}_{qd} \equiv c_{13}^d (V_{qb} c_{23}^d - V_{qs} s_{23}^d e^{-i\phi_{23}}) - V_{qd} s_{13}^d e^{-i\phi_{13}}, \quad q = \{u, c, t\} \quad (12)$$

$$\tilde{U}_{li} \equiv c_{13}^e (U_{\tau i} c_{23}^e - U_{\mu i} s_{23}^e e^{-i\chi_{23}}) - U_{ei} s_{13}^e e^{-i\chi_{13}}, \quad i = \{1, 2, 3\}, \quad (13)$$

где  $V_{u_i d_j}$  и  $U_{e_i j}$  элементы СКМ и PMNS матриц, соответственно.

Коэффициенты Вильсона, индуцируемые  $Z'$ -бозоном имеют следующий вид

$$C_9^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dL}]_{23} [g_{eR} + g_{eL}]_{ii} \quad C_9^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dR}]_{23} [g_{eR} + g_{eL}]_{ii}, \quad (14)$$

$$C_{10}^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dL}]_{23} [g_{eR} - g_{eL}]_{ii} \quad C_{10}^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dR}]_{23} [g_{eR} - g_{eL}]_{ii}, \quad (15)$$

$$C_L^{\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dL}]_{23} [g_{\nu L}]_{ii} \quad C_L^{\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dL}]_{23} [g_{\nu L}]_{ii}, \quad (16)$$

$$C_R^{\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dR}]_{23} [g_{\nu L}]_{ii} \quad C_R^{\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} \cdot [g_{dR}]_{23} [g_{\nu L}]_{ii}, \quad (17)$$

где  $\mathcal{N} = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} \frac{4\pi}{\alpha_e} \frac{1}{V_{tb} V_{ts}^*} g_{aL(R)}^{ii} \equiv V_{aL(R)}^{3i} V_{aL(R)}^{3i} - 1$ ,  
 $g_{aL(R)}^{ij} \equiv V_{aL(R)}^{3i} V_{aL(R)}^{3j}$ , с  $a = u, d, e, l, \nu$ . Параметры, которые здесь (14)–(17) возникают — это  $M_{Z'}$  — масса  $Z'$ -бозона,  $g_E$  — константа взаимодействия  $U(1)'$ ,

$\alpha_{13,23}^{d,e}$  — дополнительные углы смешивания 13, 23 поколений кварков и лептонов, соответственно, где  $c^\alpha \equiv \cos \alpha$ ,  $s^\alpha \equiv \sin \alpha$ .

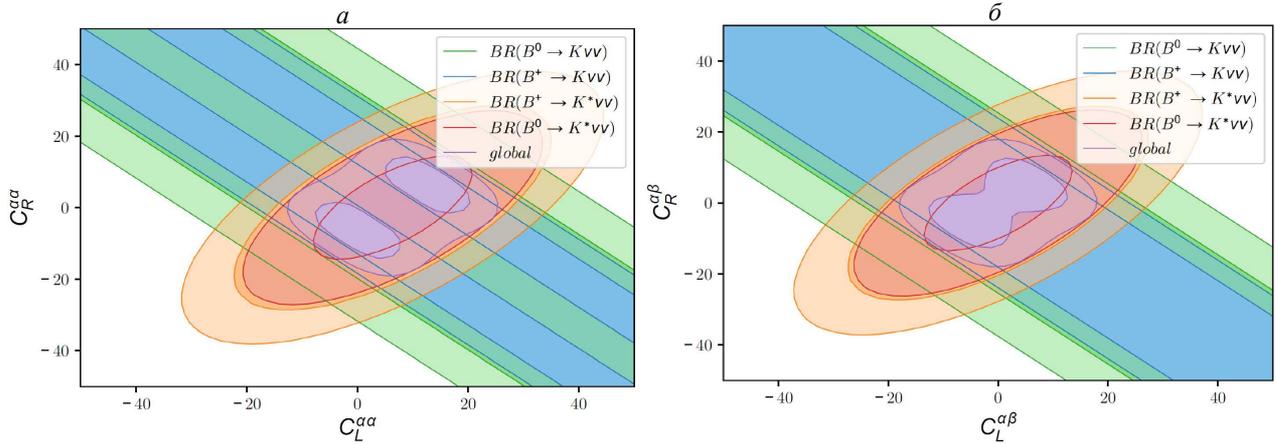


Рис. 1. Допустимое пространство параметров для коэффициентов Вильсона для  $b \rightarrow s\nu\nu$  наблюдаемых, которые могут подтвердить предсказания СМ. В показанных случаях интерференция со СМ происходит для левого рисунка (поскольку в этом случае рассматриваются диагональные коэффициенты Вильсона), на правом рисунке нет интерференции со СМ ( $\alpha \neq \beta$ ), где  $\alpha, \beta \in (1, 2, 3)$  — индексы ароматов нейтрино. Значения для СМ на этих рисунках соответствуют точке (0, 0)

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Интерференция между операторами

Далее мы обсудим допустимое пространство параметров, совместное с ненулевыми вкладами от операторов, индуцирующих вклады новой физикой.

В зависимости от того, интерферируют ли друг с другом два оператора, показанные на рис. 1, пространство параметров, совместное с этой наблюдаемой, в большинстве случаев будет иметь форму эллипса или прямых полос. Прямые полосы указывают на возможность сокращений между двумя операторами. Это происходит, если рассматриваемая наблюдаемая зависит только от суммы или разности коэффициентов Вильсона. Если между двумя операторами нет интерференции, допустимое пространство параметров в общем случае будет эллиптическим. Такая же форма возникает, если рассматриваемая наблюдаемая получает вклад как от суммы, так и от разности. Случаи можно различать по ориентации эллипсов в пространстве параметров.

На рис. 1 область, совместная с  $B^{(+,0)} \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ , имеет форму прямых полос, поскольку наблюдаемая зависит от (квадрата) суммы  $C_L^{\alpha\beta}$  и  $C_R^{\alpha\beta}$ , где  $\beta$  может быть равно  $\alpha$ . Таким образом, могут быть сокращения между вкладами противоположных знаков от новой физики в эти два коэффициента Вильсона. Иными словами,  $B^{(+,0)} \rightarrow K\nu\bar{\nu}$  ограничивает вклад новой физики в векторные операторы  $(C_L + C_R)$ . Напротив,  $B^{(+,0)} \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$  зависит как от суммы, так и от разности  $C_L^{\alpha\beta}$  и  $C_R^{\alpha\beta}$ , каждая из которых умножается на различные комбинации форм-факторов и констант. Следовательно, пространство параметров, совместное с  $B^{(+,0)} \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$ , всегда эллиптическое.

На правом рис. 1 нет интерференции с вкладом СМ, поскольку  $\alpha \neq \beta$ . На левом рис. 1 коэффициент Вильсона, показанный на горизонтальной оси интерферирует с вкладом СМ, т.к. рассматриваются лишь диагональные вклады. Значения Стандартной Модели на этих рисунках соответствует точке (0, 0).

Таким образом, мы исследовали допустимые области для  $C_L^{\alpha\beta}$  и  $C_R^{\alpha\beta}$  с целью выяснить как различные вклады в коэффициенты Вильсона могут повлиять на результаты для относительной вероятности распада. В зависимости от того, есть интерференция с вкладом СМ или нет, будет видно, каким будет  $BR$ . К примеру, если измерения Belle II окажутся больше, чем предсказывает Стандартная модель, то в этом случае обязательно должен быть ненулевой вклад Новой физики, чтобы объяснить это отклонение. Если же Belle II измерит меньшие значения относительной вероятности распада, то это будет означать, что происходит сокращение вклада СМ с вкладами НФ.

Наши результаты показывают, что только комбинация процессов  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$  и  $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$  как правило, является наиболее значимым при исследовании Новой физики. Отчасти это связано с тем, что  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$  и  $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$  исследуют в значительной степени разные области в пространстве параметров, в зависимости от того, как коэффициенты Вильсона входят в выражения (4), (5), (6) для относительной вероятности распада. Более того, предполагается, что экспериментальные неопределенности для этих процессов будут составлять около 10% с набором данных  $50ab^{-1}$  [21]. Если же рассматривать эти наблюдаемые по-отдельности, то возможны сокращения между вкладами от различных коэффициентов Вильсона, и в этом случае необходима независимая оценка от других процессов.

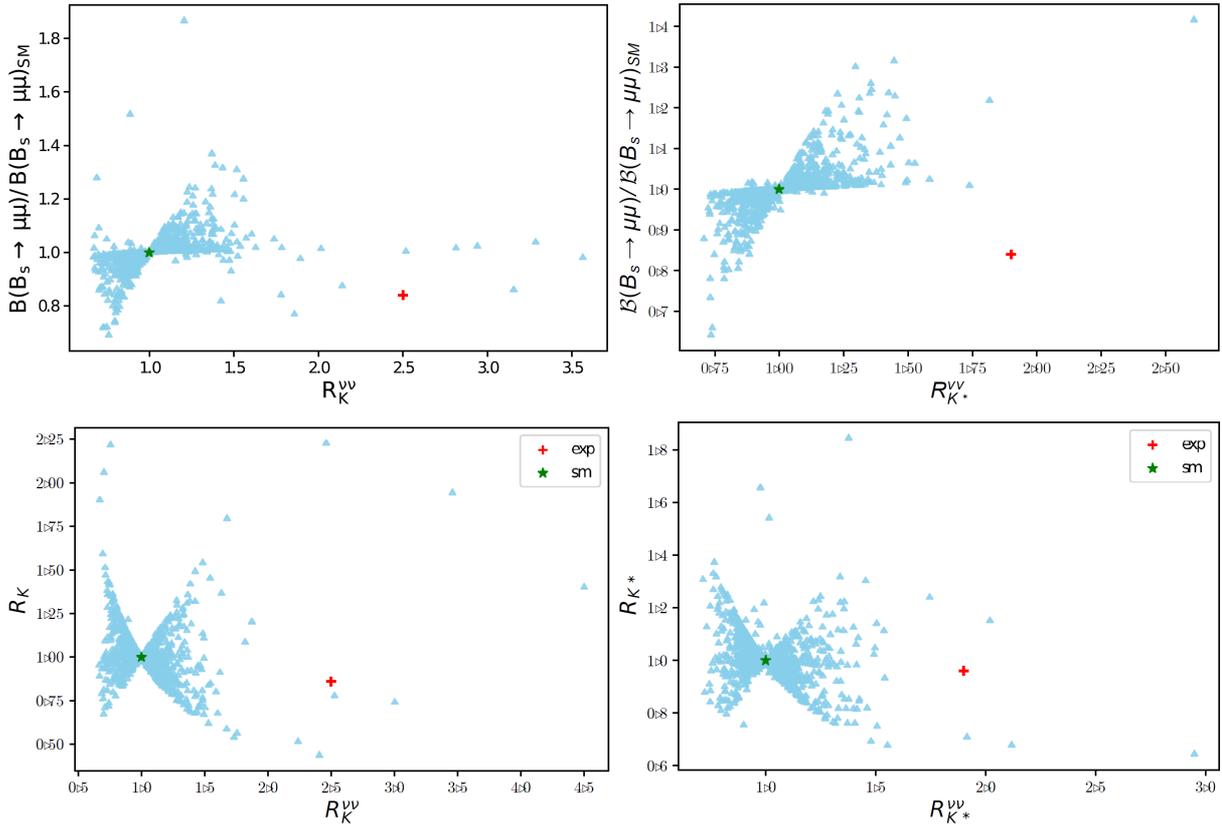


Рис. 2. Корреляции между  $b \rightarrow s\mu\mu$  и  $b \rightarrow s\nu\nu$  наблюдаемыми. Красная точка указывает экспериментальные измерения. Зеленая точка соответствует предсказаниям Стандартной Модели

### 3.2. Корреляции между $b \rightarrow s\mu\mu$ и $b \rightarrow s\nu\nu$ модами

Поскольку коэффициенты Вильсона (14)–(15) взаимосвязаны с (16)–(17), то модель предсказывает корреляции между  $b \rightarrow s\mu\mu$  и  $b \rightarrow s\nu\nu$  модами. Экспериментальные ограничения для этих процессов представлены в табл. 1.

В настоящей работе мы рассмотрим только корреляции  $R_{K^{(*)}}^{\nu\nu}$  с  $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)/\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)_{SM}$ ,  $R_K$ ,  $R_{K^*}$ .

Предсказание для  $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)/\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)_{SM}$  можно записать в очень простой форме, потому что только адронный аксиальный векторный ток вносит свой вклад:

$$\frac{\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)}{\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)_{SM}} = 1 - 0.48(C_{10}^{\mu\mu} - C'_{10}{}^{\mu\mu}) + 0.06((C_{10}^{\mu\mu})^2 + (C'_{10}{}^{\mu\mu})^2) - 0.11C_{10}^{\mu\mu}C'_{10}{}^{\mu\mu}. \quad (18)$$

На рис. 2 представлены корреляции между  $R_{K^{(*)}}^{\nu\nu}$  с  $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)/\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)_{SM}$ ,  $R_{K^*}$ ,  $R_K$ .

Следует отметить, что для построения этих графиков, сначала мы получили контрольную точку для параметров модели ( $M'_Z$ ,  $g_E$ ,  $\alpha_{13,23}^{d,e}$ ), с помощью алгоритма MINOS [20], путем добавления ограничений, вытекающих из экспериментальных измерений  $R_K$ ,  $R_{K^*}$ ,  $P'_5$ ,  $BR(B_s) \rightarrow \mu\mu$ ,  $BR(B_0 \rightarrow \mu\mu)$ ,  $\Delta M_s$ . Далее мы

случайно сгенерировали решетку из параметров модели в диапазоне  $3\sigma$  от контрольной точки и вычислили для этих значений предсказания наблюдаемых  $R_{K^{(*)}}^{\nu\nu}$ ,  $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)/\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)_{SM}$ ,  $R_{K^*}$ ,  $R_K$ .

В табл. 3 приведены предсказания модели для различных наблюдаемых, рассмотренных в настоящей работе.

Таблица 2. Предсказания нашей модели для наблюдаемых

Наблюдаемая	СМ	Эксп	НФ
$R_K(B_0)$	1	0.846	0.88
$R_{K^*}(B_0)$	0.996	0.69	0.99
$P'_5$	-0.757	-0.439	-0.465
$\Delta M_{B_s}, \text{ps}^{-1}$	18.98	17.757	18.37
$BR(B_s \rightarrow \mu\mu)$	$3.67 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$3.3 \cdot 10^{-9}$
$BR(B_d \rightarrow \mu\mu)$	$1.1426 \cdot 10^{-10}$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	$1.4 \cdot 10^{-10}$
$R_K^{\nu\nu}$	1	$2.4 \pm 0.9$	$2.35 \pm 1.22$
$R_{K^*}^{\nu\nu}$	1	$< 1.9$	1.2

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе мы рассмотрели ограничения вкладов Новой физики в  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  переходы в связи с текущими оценками на относительные вероятности распадов  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ ,  $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$ . Также исследовали каких можно ожидать улучшений в точности измерений в будущем на Belle II.

Мы изучили  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  распады в контексте модели с дополнительным легким нейтрино, связанным с неуниверсальным  $Z'$ -бозоном и обнаружили, что это может привести к отношениям  $R_K^{\nu\bar{\nu}} \sim 2.35$ ,  $R_{K^*}^{\nu\bar{\nu}} \sim 1.2$ .

Эта же модель может также улучшить  $B_s \rightarrow \mu\mu$

в сторону эксперимента, по сравнению со Стандартной Моделью в пределах диапазона, связанных с ограничениями на сечение рождение  $Z'$  на ЛНС.

Далее мы кратко прокомментировали корреляции с  $B$ -аномалиями ( $R_K$ ,  $R_{K^*}$ ,  $P'_5$ ). В данном случае мы видим, что наша модель может объяснить указанные аномалии.

## Благодарности

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

- 
- [1] *Bednyakov A., Mukhaeva A.* // *Symmetry*. 2021. **191**, 13. P. 2.  
 [2] *Lees J. P. et al.* // *Phys. Rev. D*. 2013. **87**. P. 112005.  
 [3] *Grygier J. et al.* // *Phys. Rev. D*. 2017. **96**. P. 091101.  
 [4] *Lutz, O. et al.* // *Phys. Rev. D*. 2013. **87**. P. 111103.  
 [5] *Dattola Filippo* // 2105.05754.  
 [6] *Bordone M., Isidori G., Pattori A.* // *Eur. Phys. J. C*. 2016. **76**. P. 440.  
 [7] *Hiller G., Kruger F.* // *Phys. Rev. D*. 2004. **69**. P. 074020.  
 [8] *Aaij R. et al.* // *Nature Phys.* 2022. **18**. P. 277.  
 [9] *Abdesselam A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2021. **16**. P. 161801.  
 [10] *Descotes-Genon, Sebastien and Hurth, Tobias and Matias, Joaquim and Virto, Javier* // *JHEP*. 2013. **05**. P. 137.  
 [11] *Aaij, Roel et al.* // *JHEP*. 2016. **02**. P. 104.  
 [12] *Bharucha A., Straub D. M., Zwicky R.* // *JHEP*. 2016. **08**. P. 098.  
 [13] *Aaij R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2021. **127**. P. 151801.  
 [14] *Beneke M., Bobeth Ch., Szafron R.* // *JHEP*. 2019. **10**. P. 232.  
 [15] *Aaij R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2022. **128**. P. 041801.  
 [16] *Straub D., Stangl P., Kirk M., Kumar J., Niehoff Ch., Gurler E. et al.* // *flav-io/flavio: v2.3.1, Oct., 2021*. 10.5281/zenodo.5543714  
 [17] *Straub D. M.* // 1810.08132.  
 [18] *Browder Th. E., Deshpande N. G., Mandal R., Sinha R.* // *Phys. Rev. D*. 2021. **104**. P. 053007.  
 [19] *Descotes-Genon S., Fajfer S., Kamenik J.F., Novoa-Brunet* // *Phys. Lett. B*. 2020. **809**. P. 135769.  
 [20] *James F., Roos M.* // *Comput. Phys. Commun.* 1975. **10**. P. 343.  
 [21] *Altmannshofer W. et al.* // *PTEP*. 2019. **2019**. P. 123C01.

Impact of  $b \rightarrow s\mu\mu$  anomalies on  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  observables

A. V. Bednyakov<sup>a</sup>, A. I. Mukhaeva<sup>b</sup>

Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 141980, Russia

E-mail: <sup>a</sup>bednya@jinr.ru, <sup>b</sup>mukhaeva@theor.jinr.ru

Semileptonic flavor changing neutral current transitions with a pair of neutrinos in the final state are very accurately determined in the standard model (SM) and thus provide an accurate and sensitive probe for physics beyond the SM. Until recently, the poor tagging efficiency for the  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  modes made them less advantageous as a probe of new physics (NP) compared to the charged lepton counterparts. The most recent Belle II result on  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$  uses an innovative inclusive tagging technique resulting in a higher tagging efficiency; this together with previous BaBar and Belle results indicates a possible enhancement in the branching fraction of  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$ . A reanalysis of the full Belle dataset together with upcoming Belle II dataset is expected to result in a much more precise measurement of this mode. If the branching ratio is indeed found to be enhanced with improved measurements, this would provide an unambiguous signal of NP without uncertainties due to long-distance non-factorizable effects or power corrections (in contrast to  $B \rightarrow K^{(*)}ll$ ). We have explored the possibilities of such an enhancement as a signal of NP within scenario described on [1] which can also explain some of the other tensions observed in neutral as well as charged current  $B$ -decays.

PACS: 12.60.Jv, 13.30.Ce.

Keywords: supersymmetry, New Physics, rare decays.

Received 20 May 2022.

## Сведения об авторах

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

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