

АНОМАЛИИ В СЛАБЫХ РАСПАДАХ АДРОНОВ, СОДЕРЖАЩИХ b -КВАРК

А. Исадыков^{б, 1}, М. А. Иванов^{а, 2}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт ядерной физики, Министерство энергетики Республики Казахстан,
Алма-Ата, Казахстан

Дан краткий обзор современного состояния наблюдаемых отклонений теоретических предсказаний от экспериментальных данных в полуплептонных распадах B - и B_c -мезонов. Выполнен теоретический анализ данных распадов с учетом эффектов новой физики, появляющихся за счет введения новых 4-фермионных операторов, которые отсутствуют в базисе операторов Стандартной модели. Необходимые формфакторы вычислены в рамках ковариантной модели кварков, развитой в наших работах.

A brief overview of the current state of the observed deviations of theoretical predictions from experimental data in semileptonic decays of B and B_c mesons is given. Theoretical analysis of these decays is carried out taking into account the effects of new physics that appear due to the introduction of new four-fermionic operators that are absent in the operator basis of the Standard Model. The required form factors are calculated within the covariant quark model developed by us.

PACS: 13.25.Hw; 13.20.-v

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) протестирована и подтверждена многими экспериментами. Внимание сместилось за пределы СМ в поисках новых частиц и новых взаимодействий. Следует отметить, что до сих пор не удалось наблюдать новых частиц на современных ускорителях, в частности, на большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. Однако есть косвенные намеки на новую физику (НФ) в ряде экспериментов по изучению слабых распадов адронов, содержащих b -кварк. Среди них следует отметить полутауонные распады b -адронов (B^- , B_s^- , B_c^- -мезонов и Λ_b^- -бариона), идущие за счет перехода $b \rightarrow c\tau\nu_\tau$. А также редкие распады, идущие за счет перехода $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$. Наблюдаемые отклонения экспериментальных данных в ряде наблюдаемых величин от их значений, полученных в рамках СМ, получили название «аномалии». Распространенная среди теоретиков точка зрения состоит в том, что все эти отклонения могут быть объяснены за счет нарушения лептонной универсальности [1,2]. Другими

¹E-mail: issadykov@jinr.ru

²E-mail: ivanovm@theor.jinr.ru

словами, возможные проявления новой физики приводят к различию во взаимодействиях мюонов, электронов и тау-лептонов с калибровочными бозонами. Эта единая точка зрения предполагает общее происхождение аномалий с точки зрения физики за пределами СМ, что подтверждает аргументы в пользу нарушения лептонной универсальности. В частности, данный путь открывает новые возможности для построения моделей НФ и позволяет создание убедительного физического обоснования для экспериментов.

1. АНОМАЛИИ И НАРУШЕНИЕ ЛЕПТОННОЙ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ

В СМ имеются три поколения лептонов, сгруппированные в дуплеты лептон-нейтрино:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Лептонная универсальность в СМ означает, что в лагранжиане взаимодействия константы, характеризующие связь слабых лептонных токов с W -бозонами, одинаковы для всех трех поколений лептонов. Нарушение лептонной универсальности подразумевает различие констант связи для электронов, мюонов и тау-лептонов.

1.1. Полулептонные распады $b \rightarrow c\tau\nu$. Данные распады идут за счет заряженных токов на древесном уровне в СМ, и поэтому брэнчинги распадов принимают значения порядка $\mathcal{O}(10^{-3})$. Дифференциальная ширина распада, $d\Gamma$, для полулептонных распадов с участием $D^{(*)}$ -мезонов в конечном состоянии зависит как от m_ℓ^2 , так и от q^2 , квадрата инвариантной массы лептонной пары:

$$\frac{d\Gamma^{\text{SM}}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_\ell)}{dq^2} = \underbrace{\frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 |\mathbf{P}_{D^{(*)}}^*|^2 q^2}{96\pi^3 m_B^2} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{q^2}\right)^2}_{\text{универсальные и фазовые пространственные факторы}} \times \underbrace{\left[(|H_+|^2 + |H_-|^2 + |H_0|^2) \left(1 + \frac{m_\ell^2}{2q^2}\right) + \frac{3m_\ell^2}{2q^2} |H_s|^2 \right]}_{\text{адронные эффекты}}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{P}_{D^{(*)}}^*$ есть импульс дочернего адрона в системе покоя B -мезона. Четыре спиральные амплитуды H_\pm, H_0, H_s характеризуют влияние адронной структуры и зависят от квадрата переданного импульса q^2 , меняющегося в интервале $m_\ell^2 \leq q^2 \leq (m_B - m_{D^*})^2$.

Наиболее оптимальными считаются измерения отношений брэнчингов распадов с тау-лептоном к брэнчингу с электроном (или мюоном) в конечном состоянии. В данном отношении устраняется зависимость от элемента матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ) $|V_{cb}|$, происходит частичное сокращение теоретических неопределенностей, связанных с адронными эффектами, и уменьшаются экспериментальные неопределенности,

$$R(D^{(*)}) = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu_\tau)}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu_\ell)}, \quad D^{(*)} = D \text{ или } D^*, \quad \ell = e \text{ или } \mu. \quad (3)$$

Предсказания, полученные в рамках СМ, выглядят следующим образом:

$$R^{\text{SM}}(D) = 0,299 \pm 0,003, \quad R^{\text{SM}}(D^*) = 0,258 \pm 0,005. \quad (4)$$

Усреднение по экспериментальным данным, полученным до 2021 г., дало следующие результаты:

$$R(D) = 0,340 \pm 0,030, \quad R(D^*) = 0,295 \pm 0,014. \quad (5)$$

Видно, что имеются отклонения около 3σ . С учетом сообщений от LHCb о новых измерениях, проведенных в 2022 г., в работе [3] было выполнено новое усреднение по всем имеющимся экспериментальным данным. Однако отклонение от СМ практически не изменилось. Коллаборация LHCb сообщила об измерении аналогичного отношения брэнчингов в полулептонном распаде $B \rightarrow J/\psi + \tau\nu_\tau$ [4]. Полученные данные находятся в пределах отклонений 2σ от диапазона центральных значений, предсказанных СМ. Таким образом, приведенные выше результаты подтверждаются этим независимым измерением.

1.2. Редкие распады $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$. Редкие распады, идущие за счет нейтральных токов с изменением странности $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, возникают лишь на однопетлевом уровне СМ и поэтому значительно подавлены. Брэнчинги таких распадов находятся на уровне 10^{-6} . Однако их измерение доступно на современных ускорителях, за исключением пока недоступной $\tau^+\tau^-$ -моды.

Имеются измерения брэнчингов $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$), а также ряда наблюдаемых, возникающих в угловых распределениях. Измерение отношения брэнчингов мюонной моды и электронной особенно интересны, поскольку в отношении

$$R(K^{(*)}) = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)} \quad (K^{(*)} = K, K^*), \quad (6)$$

зависимость от модельно-зависимых формфакторов практически исчезает. Эти отношения брэнчингов измеряются LHCb и Belle. Результаты экспериментов, полученные для нескольких бинов, совместимы с ожиданиями СМ на уровне $2,1-2,5\sigma$. Однако для самих брэнчингов $\mathcal{B}(B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-)$, $\mathcal{B}(B \rightarrow K\mu^+\mu^-)$, $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \phi\mu^+\mu^-)$, а также для некоторых наблюдаемых из угловых распределений имеются расхождения предсказаний СМ с измерениями.

2. ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕОРИИ

Использование эффективных теорий, основанных на построении эффективных гамильтонианов, является наиболее удобным путем для описания слабых распадов b -адронов. Их построение в рамках СМ основано на нескольких мощных методах из арсенала квантовой теории поля. Это операторное разложение, которое позволяет разделить вклады малых и больших расстояний, это техника ренормгруппы, которая позволяет получить численные значения коэффициентов Вильсона на энергиях порядка массы b -кварка и на конечном этапе получить набор 4-фермионных операторов, позволяющих описывать слабые распады адронов. Основной проблемой является вычисление матричных элементов этих операторов в обкладках физических состояний начальных и конечных частиц. Их вычисление требует привлечения непертурбативных методов, таких как вычисления на решетке, различные правила сумм и кварковые модели.

На конечном этапе амплитуда слабого перехода начального мезона в конечное состояние записывается в виде

$$A(f \rightarrow i) = \langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}} | i \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \lambda_{\text{СКМ}} \sum_k \underbrace{C_k(\mu)}_{\text{SD}} \underbrace{\langle f | Q_k(\mu) | i \rangle}_{\text{LD}}. \quad (7)$$

Здесь $C_k(\mu)$ — коэффициенты Вильсона, а $Q_k(\mu)$ — 4-фермионные операторы.

2.1. Ковариантная модель кварков. Для вычисления матричных элементов 4-фермионных операторов мы будем использовать ковариантную модель кварков, первоначально сформулированную в [5] и затем развитую в последующих работах. В ее основе лежат нелокальные интерполяционные токи с соответствующими квантовыми числами адронов. Так, например, токи, описывающие мезоны, барионы и тетракварки, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} J_M(x) &= \int dx_1 \int dx_2 F_M(x; x_1, x_2) \bar{q}_{f_1}^a(x_1) \Gamma_M q_{f_2}^a(x_2), \\ J_B(x) &= \int dx_1 \int dx_2 \int dx_3 F_B(x; x_1, x_2, x_3) \times \\ &\quad \times \Gamma_1 q_{f_1}^{a_1}(x_1) \left[\varepsilon^{a_1 a_2 a_3} q_{f_2}^{T a_2}(x_2) C \Gamma_2 q_{f_3}^{a_3}(x_3) \right], \\ J_T(x) &= \int dx_1 \cdots \int dx_4 F_T(x; x_1, \dots, x_4) \times \\ &\quad \times \left[\varepsilon^{a_1 a_2 c} q_{f_1}^{T a_1}(x_1) C \Gamma_1 q_{f_2}^{a_2}(x_2) \right] \left[\varepsilon^{a_3 a_4 c} \bar{q}_{f_3}^{T a_3}(x_3) \Gamma_2 C \bar{q}_{f_4}^{a_4}(x_4) \right]. \end{aligned}$$

Вершинная функция $F_H(x; x_1, \dots, x_n)$ выбирается в трансляционно-инвариантном виде:

$$F_H(x; x_1, \dots, x_n) = \delta \left(x - \sum_{i=1}^n w_i x_i \right) \Phi_H \left(\sum_{i < j} (x_i - x_j)^2 \right), \quad w_i = m_i / \sum_{j=1}^n m_j,$$

где m_i — масса кварка, описываемого полем $q(x_i)$. Фурье-образ функции Φ_H выбирается в виде гауссовой экспоненты, убывающей на бесконечности в евклидовом направлении. В качестве примера приведем явный вид матричного элемента, возникающего при вычислении слабого лептонного распада псевдоскалярного мезона:

$$N_c g_P \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_P(-k^2) \text{tr} \left[O^\mu S_1(k + w_1 p) \gamma^5 S_2(k - w_2 p) \right] = f_P p^\mu.$$

Здесь $S_i(k) = 1/(m_i - k_i)$ — кварковый пропагатор Дирака; O^μ — слабая матрица Дирака с левой спиральностью, а f_P — вычисляемая константа слабого лептонного распада.

2.2. Анализ новой физики в распадах $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu_\tau$. Возможное влияние эффектов НФ в распадах $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu_\tau$ было исследовано в наших работах [6–8] в рамках ковариантной модели кварков. Эффективный гамильтониан для кваркового перехода $b \rightarrow c \tau^- \bar{\nu}_\tau$ с учетом эффектов НФ записывается в виде

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} \propto G_F V_{cb} [(1 + V_L) \mathcal{O}_{V_L} + V_R \mathcal{O}_{V_R} + S_L \mathcal{O}_{S_L} + S_R \mathcal{O}_{S_R} + T_L \mathcal{O}_{T_L}], \quad (8)$$

где 4-фермионные операторы НФ имеют вид

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{V_L} &= (\bar{c}\gamma^\mu P_L b) (\bar{\tau}\gamma_\mu P_L \nu_\tau), & \mathcal{O}_{V_R} &= (\bar{c}\gamma^\mu P_R b) (\bar{\tau}\gamma_\mu P_L \nu_\tau), \\ \mathcal{O}_{S_L} &= (\bar{c}P_L b) (\bar{\tau}P_L \nu_\tau), & \mathcal{O}_{S_R} &= (\bar{c}P_R b) (\bar{\tau}P_L \nu_\tau), \\ \mathcal{O}_{T_L} &= (\bar{c}\sigma^{\mu\nu} P_L b) (\bar{\tau}\sigma_{\mu\nu} P_L \nu_\tau). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$, $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$, $V_{L,R}$, $S_{L,R}$, и T_L — комплексные коэффициенты Вильсона, управляющие НФ. В СМ имеем $V_{L,R} = S_{L,R} = T_L = 0$. Предполагается, что все нейтрино имеют левую спиральность. Также предполагается, что НФ влияет только на третье поколение лептонов.

Если предположить, что помимо вклада СМ только один из операторов НФ включен одновременно и НФ влияет только на тау-моды, можно описать экспериментальные данные по $R(D^{(*)})$ со следующими значениями новых коэффициентов Вильсона:

$$\begin{aligned} V_L &= -1,33 + i \cdot 1,11, & V_R &= 0,03 - i \cdot 0,60, \\ S_L &= -1,79 - i \cdot 0,22, & T_L &= 0,38 - i \cdot 0,06. \end{aligned} \quad (10)$$

Отметим, что оператор \mathcal{O}_{S_R} исключен на уровне отклонений 2σ .

3. РАСПАДЫ $B_c \rightarrow J/\psi + \bar{\ell}\nu_\ell$ И $B_c \rightarrow J/\psi + K(\pi)$ (рис. 1)

Коллаборация LHCb сообщила об измерениях отношений следующих брэнчингов [4, 9, 10]:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{K^+/\pi^+} &= \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+)} = \left\{ \begin{array}{l} 0,069 \pm 0,019(\text{стат.}) \pm 0,005(\text{сист.}) \\ 0,079 \pm 0,007(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.}) \end{array} \right\}, \\ \mathcal{R}_{J/\psi} &= \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \tau^+ \nu_\tau)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \mu^+ \nu_\mu)} = 0,71 \pm 0,17(\text{стат.}) \pm 0,18(\text{сист.}). \end{aligned} \quad (11)$$

В работе [11] были вычислены данные отношения в рамках СМ с использованием необходимых формфакторов, вычисленных в ковариантной модели кварков. Было проведено сравнение результатов с другими теоретическими подходами (рис. 2). Оказалось, что теоретические предсказания отношения $\mathcal{R}_{J/\psi}$ более чем на 2σ меньше

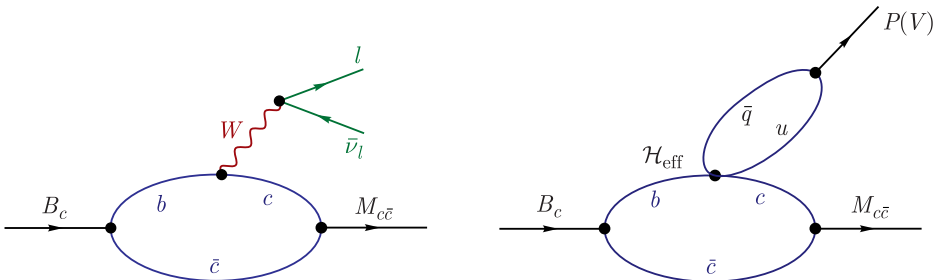


Рис. 1. Графическое изображение полулептонных и нелептонных распадов B_c -мезона

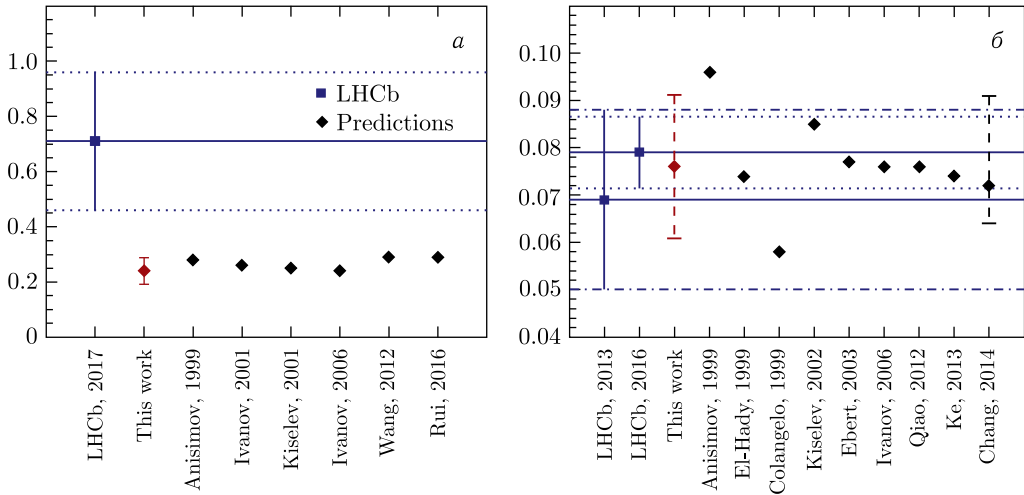


Рис. 2. а) Сравнение теоретических предсказаний для отношения $\mathcal{R}_{J/\psi}$ с данными LHCb [12]. Сплошная линия — центральное экспериментальное значение, пунктирные линии — экспериментальная планка погрешности. б) Сравнение теоретических предсказаний для отношения $\mathcal{R}_{K^+\pi^+}$ с данными LHCb [9, 10]. Две сплошные линии — центральные экспериментальные значения, штрихпунктирные линии — экспериментальная планка ошибок из [9], пунктирные линии — экспериментальная планка ошибок из [10]

экспериментальных данных. Это может свидетельствовать о возможности эффектов НФ в этом распаде по аналогии с отношением $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$. В то же время предсказания для отношения $\mathcal{R}_{K/\pi}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это может быть достаточно убедительным указанием на то, что возможные эффекты НФ проявляются в лептонном секторе, приводя к нарушению лептонной универсальности, нежели чем в адронном.

4. ПРОЯВЛЕНИЕ НОВОЙ ФИЗИКИ В РАСПАДАХ $B_c \rightarrow (J/\psi, \eta_c)\tau\nu$

В работе [13] был выполнен подробный анализ распадов $B_c \rightarrow (J/\psi, \eta_c)\tau\nu$ с учетом операторов НФ. Ограничения на коэффициенты Вильсона, входящие в уравнение эффективного гамильтониана (8) и учитывающие эффекты НФ в тауонном секторе, могут быть получены с одновременным использованием экспериментальных данных для отношений брэнчингов $R_D = 0,407 \pm 0,046$, $R_{D^*} = 0,304 \pm 0,015$ [14] и $R_{J/\psi} = 0,71 \pm 0,25$ [12]. Следует отметить, что в рамках СМ наш расчет дает $R_D = 0,267$, $R_{D^*} = 0,238$ и $R_{J/\psi} = 0,24$. Мы учитываем теоретическую погрешность в 10% для наших соотношений. Кроме того, мы предполагаем доминирование только одного НФ-оператора помимо вклада СМ, что означает, что в каждый момент времени рассматривается только один НФ-коэффициент Вильсона.

На рис. 3, а–в представлены ограничения на векторные $V_{L,R}$ и тензорные T_L коэффициенты Вильсона. В пределах 1σ нет места для этих коэффициентов. Причем исключаются они в основном из-за дополнительного ограничения из $R_{J/\psi}$, а не из $\mathcal{B}(B_c \rightarrow \tau\nu)$. Это верно в случае T_L , поскольку оператор \mathcal{O}_{T_L} не влияет на

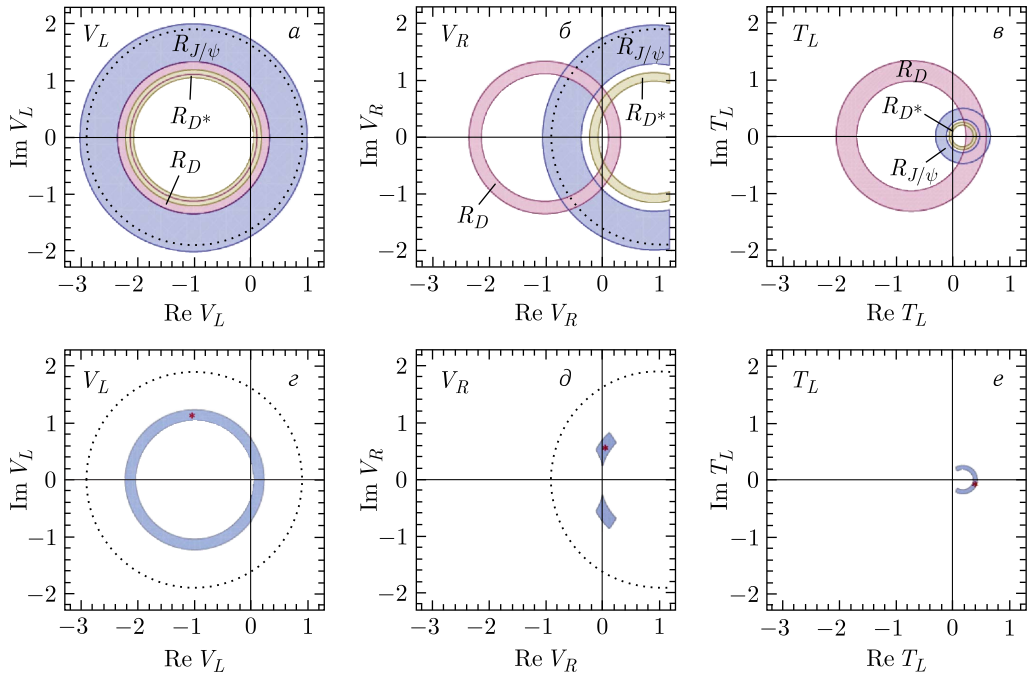


Рис. 3. Ограничения на коэффициенты Вильсона V_R , V_L и T_L из измерений отношений $R_{J/\psi}$, R_D и R_{D^*} в пределах 1σ (а, б, в) и 2σ (з, д, е), а также из ограничений на брэнчинг $\mathcal{B}(B_c \rightarrow \tau\nu)$ (пунктирная кривая)

Отношения усредненных по q^2 брэнчингов в СМ и в присутствии НФ

Коэффициент Вильсона	$\langle R_{\eta_c} \rangle$	$\langle R_{J/\psi} \rangle$
SM	0,26	0,24
V_L	(0,28, 0,39)	(0,26, 0,37)
V_R	(0,28, 0,51)	(0,26, 0,37)
T_L	(0,28, 0,38)	(0,24, 0,36)

$\mathcal{B}(B_c \rightarrow \tau\nu)$. На рис. 3, з-е показаны разрешенные области для $V_{L,R}$ и T_L в пределах 2σ . В каждой разрешенной области при 2σ мы находим наилучшее значение для каждой связи НФ. Наилучший фит достигается при следующих значениях: $V_L = -1,05 + i \cdot 1,15$, $V_R = 0,04 + i \cdot 0,60$, $T_L = 0,38 - i \cdot 0,06$. На рисунке эти значения отмечены звездочкой.

Отношения усредненных по q^2 брэнчингов $R_{J/\psi}$ и R_{η_c} приведены в таблице. Строка, помеченная СМ, содержит наши предсказания, полученные в рамках СМ с использованием формфакторов, вычисленных в нашей модели. Предсказанные диапазоны отношений в присутствии НФ даны в соответствии с разрешенными областями 2σ коэффициентов НФ, показанными на рис. 3. Видно, что наиболее заметный эффект дает оператор \mathcal{O}_{V_R} , который может увеличить среднее отношение $\langle R_{\eta_c} \rangle$ в 2 раза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Crivellin A., Matias J.* Beyond the Standard Model with Lepton Flavor Universality Violation. arXiv:2204.12175 [hep-ph].
2. *Di Canto A., Meinel S.* Weak Decays of b and c Quarks. arXiv:2208.05403 [hep-ph].
3. *Iguro S., Kitahara T., Watanabe R.* Global Fit to $b \rightarrow c\tau\nu$ Anomalies 2022 Mid-Autumn. arXiv:2210.10751 [hep-ph].
4. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Measurement of the Ratio of Branching Fractions $\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi\tau^+\nu_\tau)/\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi\mu^+\nu_\mu)$ // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 121801.
5. *Branz T., Faessler A., Gutsche T., Ivanov M. A., Körner J. G., Lyubovitskij V. E.* Relativistic Constituent Quark Model with Infrared Confinement // Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 034010.
6. *Ivanov M. A., Körner J. G., Tran C. T.* Analyzing New Physics in the Decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ with Form Factors Obtained from the Covariant Quark Model // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 094028.
7. *Ivanov M. A., Körner J. G., Tran C. T.* Looking for New Physics in Leptonic and Semileptonic Decays of B -Meson // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. P. 669.
8. *Ivanov M. A., Körner J. G., Tran C. T.* Probing New Physics in $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ Using the Longitudinal, Transverse, and Normal Polarization Components of the Tau Lepton // Phys. Rev. D. 2017. V. 95. P. 036021.
9. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* First Observation of the Decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+$ // JHEP. 2013. V. 1309 P. 075.
10. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Measurement of the Ratio of Branching Fractions $\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+)/\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+)$ // JHEP. 2016. V. 1609. P. 153.
11. *Issadykov A., Ivanov M. A.* The Decays $B_c \rightarrow J/\psi + \bar{\ell}\nu_\ell$ and $B_c \rightarrow J/\psi + \pi(K)$ in Covariant Confined Quark Model // Phys. Lett. B. 2018. V. 783. P. 178.
12. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Measurement of the Ratio of Branching Fractions $\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi\tau^+\nu_\tau)/\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi\mu^+\nu_\mu)$ // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 121801.
13. *Tran C. T., Ivanov M. A., Körner J. G., Santorelli P.* Implications of New Physics in the Decays $B_c \rightarrow (J/\psi, \eta_c)\tau\nu$ // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P. 054014.
14. *Amhis Y. et al. (HFAG Collab.).* Averages of b -Hadron, c -Hadron, and τ -Lepton Properties as of Summer 2016 // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 895.

Получено 27 октября 2022 г.