

ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ТЯЖЕЛЫХ БАРИОНОВ

*В. О. Галкин, Р. Н. Фаустов**

Институт кибернетики и образовательной информатики ФИЦ ИУ РАН, Москва

Полулептонные распады тяжелых барионов исследованы в рамках релятивистской кварковой модели, основанной на квазипотенциальном подходе и квантовой хромодинамике. Формфакторы, параметризующие матричные элементы слабых переходов, рассчитаны во всем доступном кинематическом диапазоне с последовательным учетом релятивистских эффектов. Полученные результаты по вероятностям полулептонных распадов и другим наблюдаемым величинам находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными.

Semileptonic decay of heavy baryons are studied in the framework of the relativistic quark model based on the quasipotential approach and QCD. The form factors parameterizing the matrix elements of the weak transitions are calculated in the whole accessible kinematical range with the comprehensive account of the relativistic effects. The obtained results for the branching ratios and other observables agree well with the available experimental data.

PACS: 13.30.Ce

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы достигнут существенный прогресс в экспериментальных исследованиях распадов тяжелых барионов. Велись наблюдения за многочисленными каналами распадов этих барионов. Новые, более точные данные ожидаются в ближайшее время, так как тяжелые барионы рождаются в больших количествах на Большом адронном коллайдере (ЛHC). Слабые распады тяжелых барионов являются дополнительным источником определения элементов матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ). Такие распады могут быть также использованы для проверки лептонной универсальности, указания на возможное нарушение которой были получены в полулептонных распадах B -мезонов.

*E-mail: Faustov@ccas.ru

В данной работе представлен обзор работ по исследованию распадов прелестных и очарованных барионов в рамках релятивистской кварковой модели, основанной на кварк-дикварковой картине барионов и квазипотенциальном подходе [1–4]. Такое приближение сводит очень сложную релятивистскую трехтельную задачу к последовательному решению двух существенно более простых двухтельных задач. Сначала рассматривается дикварк как релятивистское связанное состояние двух легких кварков, а затем барион рассматривается как связанное состояние тяжелого кварка и дикварка. При проведении таких вычислений необходимо помнить, что дикварк в барионе является составной системой из двух кварков. Поэтому он не является точечным объектом и, следовательно, его взаимодействие с глюонами «размазано» формфактором, который может быть выражен через интеграл перекрытия волновых функций дикварка. Также, учитывая релятивистскую природу легких и тяжелых кварков и дикварков, необходимо рассматривать их полностью релятивистски.

Для нахождения вероятностей распада тяжелых барионов нужно вычислить формфакторы, параметризующие матричные элементы слабого тока между начальным и конечным барионными состояниями. На основе релятивистской кварковой модели были получены явные выражения для формфакторов слабых переходов в виде интегралов перекрытия волновых функций барионов, которые известны из расчета их спектров масс [5]. При этом были учтены все релятивистские эффекты, включая вклады промежуточных состояний с отрицательными энергиями, а также преобразования волновых функций барионов из системы покоя в движущуюся систему отсчета. Полученные выражения справедливы во всем доступном кинематическом диапазоне q^2 и не требуют дополнительных модельных предположений. Найдено удобное аналитическое выражение, которое с высокой точностью воспроизводит зависимость формфакторов от q^2 . Рассчитанные формфакторы используются для предсказания дифференциальных и полных вероятностей распадов, а также всевозможных параметров угловых распределений. Найдено хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными.

1. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ

В релятивистской кварковой модели, основанной на кварк-дикварковой картине и квазипотенциальном подходе, взаимодействие двух кварков в дикварке и кварка с дикварком в барионе описывается волновыми функциями дикварка Ψ_d и бариона Ψ_B , которые удовлетворяют релятивистскому квазипотенциальному уравнению шредингеровского типа [6]

$$\left(\frac{b^2(M)}{2\mu_R} - \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu_R} \right) \Psi_{d,B}(\mathbf{p}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M) \Psi_{d,B}(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где релятивистская приведенная масса и квадрат относительного импульса в системе центра масс соответственно равны

$$\mu_R = \frac{M^4 - (m_1^2 - m_2^2)^2}{4M^3},$$

$$b^2(M) = \frac{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}{4M^2},$$

M — масса связанного состояния (дикварка или бариона); $m_{1,2}$ — массы кварков (q_1 и q_2), составляющих дикварк, или массы дикварка (d) и кварка (q), составляющих барион (B); \mathbf{p} — их относительный импульс.

Квазипотенциал $V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M)$ кварк-кваркового или кварк-дикваркового взаимодействия строится с помощью мотивированной КХД-амплитуды рассеяния вне массовой поверхности, спроектированной на состояния с положительной энергией. Эффективное кварковое взаимодействие выбрано в виде суммы потенциала одноглюонного обмена и смеси дальнедействующих векторного и скалярного линейных запирающих потенциалов с коэффициентом смешивания ε . Также предполагается, что вершина векторного запирающего взаимодействия содержит помимо дираковского и паулиевский член, таким образом, вводится аномальный хромагнитный момент кварка κ . Явные выражения для квазипотенциалов даны в работе [1]. В нерелятивистском пределе воспроизводится корнельский потенциал

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + Ar + B, \quad (2)$$

где α_s — константа связи КХД с инфракрасным замерзанием; A — наклон линейного потенциала. Таким образом, квазипотенциал модели является релятивистским обобщением корнельского потенциала, которое учитывает как зависящие, так и не зависящие от спина вклады.

Все параметры модели были зафиксированы ранее из расчетов свойств мезонов и барионов [1, 6]. Конституентные массы кварков ($m_u = m_d = 0,33$ ГэВ, $m_s = 0,5$ ГэВ, $m_c = 1,55$ ГэВ) и параметры линейного потенциала ($A = 0,18$ ГэВ² и $B = -0,3$ ГэВ) имеют стандартные значения для кварковых моделей. Коэффициент смешивания векторного и скалярного запирающих потенциалов $\varepsilon = -1$, а универсальная константа паулиевского взаимодействия $\kappa = -1$ [6]. Отметим, что дальнедействующее хромагнитное взаимодействие, которое пропорционально $(1 + \kappa)$, зануляется при выбранном значении κ .

Матричный элемент слабого тока $J_\mu^W = \bar{Q}'\gamma_\mu(1 - \gamma_5)Q$ между начальным и конечным барионными состояниями в рассматриваемом подходе имеет вид [1]

$$\langle B_{Q'}(P') | J_\mu^W | B_Q(P) \rangle = \int \frac{d^3p d^3q}{(2\pi)^6} \bar{\Psi}_{B_{Q'} \mathbf{P}'}(\mathbf{p}) \Gamma_\mu(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \Psi_{B_Q \mathbf{P}}(\mathbf{q}), \quad (3)$$

где $\Gamma_\mu(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \Gamma_\mu^{(1)}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) + \Gamma_\mu^{(2)}(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ — двухчастичная вершинная функция, которая получает релятивистские вклады как от диаграммы импульсного приближения $\Gamma_\mu^{(1)}$ (см. рис. 1 в работе [1]), так и от диаграмм с промежуточными состояниями с отрицательной энергией $\Gamma_\mu^{(2)}$ (см. рис. 2 в работе [1]), появление которых является следствием проекции на состояния с положительной энергией в квазипотенциальном подходе.

При вычислении матричных элементов нужно учитывать отдачу конечного бариона в системе покоя исходного. Волновая функция $\Psi_{B_{Q'}, \mathbf{P}'}$ движущегося бариона связана с волновой функцией в системе покоя $\Psi_{B_{Q'}, \mathbf{0}} \equiv \Psi_{B_{Q'}}$ преобразованием

$$\Psi_{B_{Q'}, \mathbf{P}'}(\mathbf{p}) = D_{Q'}^{1/2}(R_{L_{\mathbf{P}'}}^W) D_d^{\mathcal{I}}(R_{L_{\mathbf{P}'}}^W) \Psi_{B_{Q'}, \mathbf{0}}(\mathbf{p}), \quad \mathcal{I} = 0, 1, \quad (4)$$

где R^W — вигнеровское вращение; $L_{\mathbf{P}'}$ — лоренцевский буст из системы покоя в движущуюся систему отсчета. Матрицы вращения спина кварка $D_Q^{1/2}(R)$:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} D_{Q'}^{1/2}(R_{L_{\mathbf{P}'}}^W) = S^{-1}(\mathbf{p}_{Q'}) S(\mathbf{P}') S(\mathbf{p}),$$

$$S(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{\epsilon(p) + m}{2m}} \left(1 + \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{\epsilon(p) + m} \right),$$

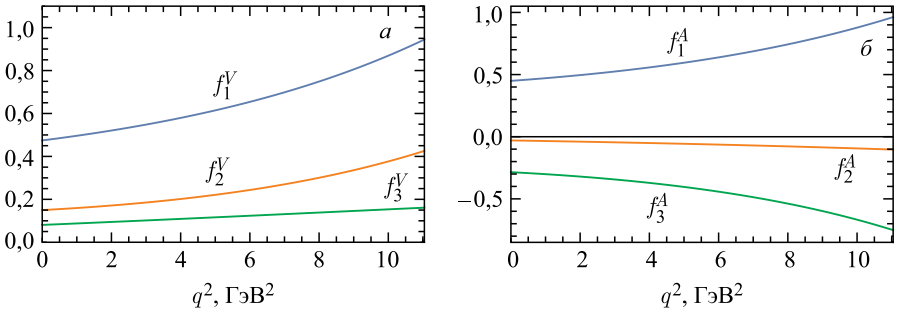
а $D_d^{\mathcal{I}}(R)$ — матрица вращения спина дикварка $\mathcal{I} = 0, 1$: $D_d^0(R^W) = 1$ для скалярного дикварка и $D_d^1(R^W) = R^W$ для аксиально-векторного дикварка.

2. ФОРМФАКТОРЫ ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ

Адронный матричный элемент слабого тока для полулептонного распада барионов со скалярным дикварком (Λ_Q) обычно параметризуют с помощью шести инвариантных формфакторов

$$\begin{aligned} \langle \Lambda_q(p', s') | V^\mu | \Lambda_Q(p, s) \rangle &= \\ &= \bar{u}_{\Lambda_q}(p', s') \left[f_1^V(q^2) \gamma^\mu - f_2^V(q^2) i \sigma^{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_{\Lambda_Q}} + f_3^V(q^2) \frac{q^\mu}{M_{\Lambda_Q}} \right] u_{\Lambda_Q}(p, s), \\ \langle \Lambda_q(p', s') | A^\mu | \Lambda_Q(p, s) \rangle &= \\ &= \bar{u}_{\Lambda_q}(p', s') \left[f_1^A(q^2) \gamma^\mu - f_2^A(q^2) i \sigma^{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_{\Lambda_Q}} + f_3^A(q^2) \frac{q^\mu}{M_{\Lambda_Q}} \right] \gamma_5 u_{\Lambda_Q}(p, s), \end{aligned} \quad (5)$$

где M и $u(p, s)$ — массы и дираковские спиноры начального и конечного барионов. С помощью выражения (3) для матричного элемента слабого тока


 Рис. 1. Формфакторы слабых переходов $\Xi_b \rightarrow \Xi_c$

формфакторы выражаются через интегралы перекрытия волновых функций барионов. При этом необходимо учитывать вклады как вершинной функции ведущего порядка $\Gamma^{(1)}$, так и следующего порядка $\Gamma^{(2)}$, а также релятивистские преобразования волновых функций (4) из системы покоя в движущуюся систему отсчета. Полученные выражения для формфакторов даны в работе [1]. Подставляя в эти выражения волновые функции барионов, известные из расчетов их спектров масс, получаем значения формфакторов во всем доступном кинематическом диапазоне q^2 . В качестве примера на рис. 1 приведены формфакторы переходов $\Xi_b \rightarrow \Xi_c$. Значения формфакторов при $q^2 = 0$ и $q^2 = q_{\max}^2$, а также точная аналитическая аппроксимация их численных значений даны в работах [1–4].

3. ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ

Используя рассчитанные формфакторы и спиральный формализм, мы вычислили полные и дифференциальные ширины полулептонных распадов тяжелых барионов, а также другие важные наблюдаемые характеристики.

3.1. Распады прелестных барионов. Дифференциальные ширины полулептонных распадов Λ_b -бариона приведены на рис. 2. В табл. 1 приведены наши предсказания (RQM) для полных ширин распадов прелестных барионов в сравнении с результатами других теоретических подходов [7–13] и имеющимися экспериментальными данными [14]. Наиболее подробно такие распады были исследованы в ковариантной модели конфаймированных кварков (CCQM) [7, 8], результаты которой в целом хорошо согласуются с нашими предсказаниями. В работе [9] использована полурелятивистская кварковая модель (SRQM), а в работе [10] — подход, основанный на эффективных лагранжианах (ELA), с формфакторами, вычисленными на решетке [13]. Авторы работы [11] для расчетов использовали кварковую модель на световом фронте (LFQM). Экспериментально измерена относительная вероятность

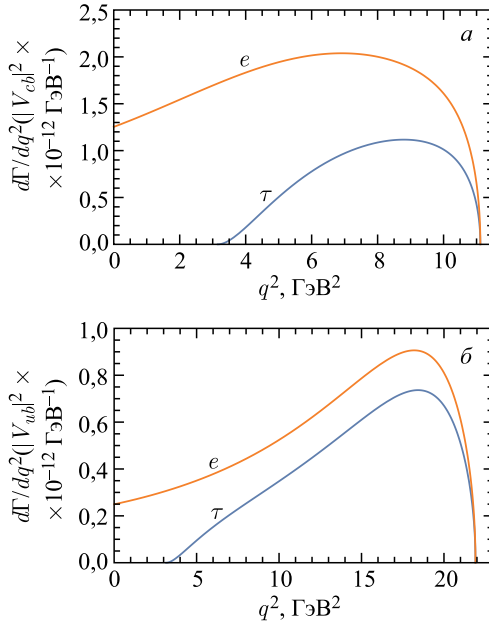


Рис. 2. Предсказания для дифференциальных ширин полулептонных распадов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu$ (a) и $\Lambda_b \rightarrow p l \nu$ (б)

только распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ ($l = e, \mu$). Все теоретические предсказания согласуются с данными в пределах погрешностей. Отметим, что вычисления на решетке [13] дают несколько заниженные значения для относительных вероятностей перехода $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$, но более высокие значения для перехода $\Lambda_b \rightarrow p$, чем другие теоретические подходы.

В настоящее время в публикациях обсуждается возможное расхождение между предсказаниями Стандартной модели и экспериментальными данными в секторе B -мезонов для отношения ширин полулептонных распадов B -мезонов в $D^{(*)}$ -мезоны с участием τ и мюона или электрона. Поэтому важно исследовать подобные распады в барионном секторе. Определим следующие отношения ширин распада Λ_b -бариона:

$$R_{\Lambda_c} = \frac{\text{Br}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \tau \nu)}{\text{Br}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu)}, \quad R_p = \frac{\text{Br}(\Lambda_b \rightarrow p \tau \nu)}{\text{Br}(\Lambda_b \rightarrow p l \nu)},$$

$$R_{\Lambda_c p} = \frac{\int_{7 \text{ ГэВ}^2}^{q_{\text{max}}^2} \frac{d\Gamma(\Lambda_b \rightarrow p \mu \nu)}{dq^2} dq^2}{\int_{7 \text{ ГэВ}^2}^{q_{\text{max}}^2} \frac{d\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \mu \nu)}{dq^2} dq^2}. \quad (6)$$

Таблица 1. Теоретические предсказания для полулептонных распадов Λ_b - и Ξ_b -барионов в сравнении с экспериментальными данными

Параметр	Наш результат (RQM) [1]	Ivanov (CCQM) [7,8]	Pervin (SRQM) [9]	Dutta (ELA) [10]	Ke (LFQM) [11]	Detmold (Lattice) [13]	Эксперимент (PDG) [14]
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu$							
$\Gamma, \text{нс}^{-1}$	44,2		53,9			21,5±0,8±1,1	
$\Gamma/ V_{cb} ^2, \text{пс}^{-1}$	29,1						
Br, %	6,48	6,9		4,83	6,3		6,2 ^{+1,4} _{-1,3}
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \tau \nu$							
$\Gamma, \text{нс}^{-1}$	13,9		20,9			7,15±0,15±0,27	
$\Gamma/ V_{cb} ^2, \text{пс}^{-1}$	9,11						
Br, %	2,03	2,0		1,63			
$\Lambda_b \rightarrow p l \nu$							
$\Gamma/ V_{ub} ^2, \text{пс}^{-1}$	18,7	13,3	7,55			25,7±2,6±4,6	
Br, %	0,045	0,029		0,0389	0,0254		
$\Lambda_b \rightarrow p \tau \nu$							
$\Gamma/ V_{ub} ^2, \text{пс}^{-1}$	12,1	9,6	6,55			17,7±1,3±1,6	
Br, %	0,029	0,021		0,0275			
$\Xi_b \rightarrow \Xi_c l \nu$							
$\Gamma/ V_{cb} ^2, \text{пс}^{-1}$	25,7						
Br, %	6,15			9,22			
$\Xi_b \rightarrow \Xi_c \tau \nu$							
$\Gamma/ V_{cb} ^2, \text{пс}^{-1}$	8,4						
Br, %	2,00			2,35			
$\Xi_b \rightarrow \Lambda l \nu$							
$\Gamma/ V_{ub} ^2, \text{пс}^{-1}$	10,0						
Br, %	0,026						

Предсказания для этих отношений даны в табл. 2 в сравнении с расчетами [10], основанными на формфакторах, вычисленных на решетке [13]. Предсказания для R_{Λ_c} хорошо согласуются, в то время как полученное нами значение для R_p несколько меньше, чем оценки из работы [10]. Отметим, что на решетке формфакторы вычисляются в области малых отдач конечного бариона $q^2 \sim q_{\text{max}}^2$, а затем экстраполируются на весь кинематический диапазон, который достаточно широк, особенно для переходов тяжелых барионов в легкие $\Lambda_b \rightarrow p l \nu$. В нашей модели мы явно определяем зависимость формфакторов от q^2 во всей кинематической области без экстраполяций.

Коллаборацией LHCb [15] измерено отношение $R_{\Lambda_c p}$ ширины полулептонных распадов Λ_b -бариона в ограниченной области q^2 . Это измерение очень

Таблица 2. Теоретические предсказания для отношения ширин распадов Λ_b в сравнении с экспериментальными данными

Отношение	Наш результат [1]	[10]	[13]	Эксперимент (LHCb) [15]
R_{Λ_c}	0,313	0,3379	$0,3318 \pm 0,0074 \pm 0,0070$	
R_p	0,649	0,7071		
$R_{\Lambda_{cD}}$	$(0,78 \pm 0,08) \times \frac{ V_{ub} ^2}{ V_{cb} ^2}$	0,0101	$(1,471 \pm 0,095 \pm 0,109) \times \frac{ V_{ub} ^2}{ V_{cb} ^2}$	$(1,00 \pm 0,04 \pm 0,08) \times 10^{-2}$

важно, так как оно впервые позволяет получить отношение $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ из распадов Λ_b -бариона и сравнить его с соответствующим отношением, определенным из распадов B - и B_s -мезонов. Наше предсказание для $R_{\Lambda_{cD}}$ в сравнении с расчетом на решетке [13] и экспериментальным значением дано в табл. 2, из которой видно, что полученное нами значение коэффициента при $|V_{ub}|^2/|V_{cb}|^2$ существенно ниже, чем рассчитанное на решетке. Это является следствием отмеченного выше отклонения предсказаний нашей и других кварковых моделей от результатов расчетов на решетке для полулептонных распадов Λ_b в Λ_c и p . Данное расхождение еще больше увеличивается в отношении ширин этих распадов.

Сравнивая наш результат для $R_{\Lambda_{cD}}$ с экспериментальным значением, получаем

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0,113 \pm 0,011|_{\text{theor}} \pm 0,006|_{\text{exp}},$$

что находится в хорошем согласии с отношением, полученным экспериментально из инклюзивных распадов B -мезонов

$$\frac{|V_{ub}|_{\text{incl}}}{|V_{cb}|_{\text{incl}}} = 0,105 \pm 0,006,$$

и отношением, найденным нами в результате анализа эксклюзивных распадов B - и B_s -мезонов ($|V_{cb}| = (3,90 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}$, $|V_{ub}| = (4,05 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$)

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0,104 \pm 0,012.$$

3.2. Распады очарованных барионов. На рис. 3 показаны наши предсказания для дифференциальных ширин полулептонных распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda_l^+ \nu_l$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow n l^+ \nu_l$ ($l = e, \mu$), а в табл. 3 — наши результаты для полулептонных распадов Λ_c в сравнении с другими предсказаниями [8, 9, 16, 17] и имеющимися экспериментальными данными [14]. И вновь наши результаты хорошо

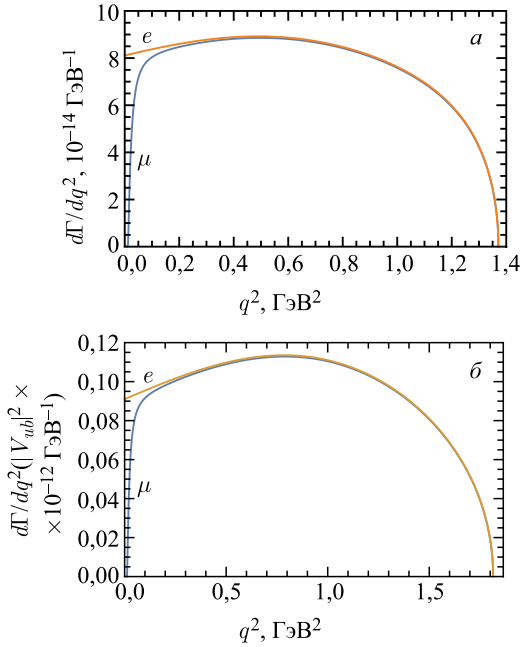


Рис. 3. Дифференциальные ширины полулептонных распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ \nu_l$ (а) и $\Lambda_c^+ \rightarrow n l^+ \nu_l$ (б)

согласуются с CCQM [8]. Различные версии правил сумм КХД на световом фронте (LCSR) используются в работах [16, 17]. Экспериментальные данные имеются только для распадов $\Lambda_c \rightarrow \Lambda l \nu_l$. Все теоретические подходы хорошо согласуются с экспериментом. Все расчеты, за исключением LCSR [17], дают близкие значения для $\text{Br}(\Lambda_c \rightarrow n l \nu_l) = 0,2-0,3\%$.

В табл. 4 приведены теоретические предсказания для полулептонных распадов Ξ_c -барионов в сравнении с экспериментальными данными. Экспериментальные значения относительных вероятностей были получены путем умножения значений [14] отношений $\Gamma(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- e^+ \nu_e)/\Gamma(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+) = 3,1 \pm 1,1$ и $\Gamma(\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 e^+ \nu_e)/\Gamma(\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+) = 2,3_{-0,8}^{+0,7}$ на недавно измеренные коллаборацией Belle [22] относительные вероятности $\text{Br}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+) = (1,80 \pm 0,50 \pm 0,14)\%$ и $\text{Br}(\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+) = (2,86 \pm 1,21 \pm 0,38)\%$. Из табл. 4 видно разумное согласие наших предсказаний для распадов $\Xi_c \rightarrow \Xi l \nu_l$ с результатами работ [18–20] и экспериментальными данными, в то время как предсказания LCSR [21] существенно выше и более чем в два раза превышают данные для распада $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 e^+ \nu_e$. Отметим, что отношение $\Gamma(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- e^+ \text{все})/\Gamma(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+) = 1,0 \pm 0,5$ [14] и данные Belle [22]

Таблица 3. Теоретические предсказания для полуплептонных распадов Λ_c -барионов в сравнении с экспериментальными данными

Параметр	Наш результат (RQM) [3]	Ivanov (CCQM) [8]	Pervin (SRQM) [9]	Liu (LCSR) [16]	Azizi (LCSR) [17]	Эксперимент (PDG) [14]
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu_e$						
$\Gamma, \text{нс}^{-1}$	162	139	236			
Br, %	3,25	2,78	4,72	$3,0 \pm 0,3$		$3,6 \pm 0,4$
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \nu_\mu$						
$\Gamma, \text{нс}^{-1}$	157	135	236			
Br, %	3,14	2,69	4,72	$3,0 \pm 0,3$		$3,5 \pm 0,5$
$\Lambda_c^+ \rightarrow n e^+ \nu_e$						
$\Gamma, \text{нс}^{-1}$	13,4		13,5			
$\Gamma/ V_{cd} ^2, \text{пс}^{-1}$	0,265	0,20			$8,21 \pm 2,80$	
Br, %	0,268	0,207	0,27		$8,69 \pm 2,89$	
$\Lambda_c^+ \rightarrow n \mu^+ \nu_\mu$						
$\Gamma/ V_{cd} ^2, \text{пс}^{-1}$	0,260	0,19			$8,3 \pm 2,85$	
Br, %	0,262	0,202			$8,78 \pm 2,89$	

Таблица 4. Теоретические предсказания для относительных вероятностей (в %) полуплептонных распадов Ξ_c в сравнении с экспериментальными данными

Распад	Наш результат (RQM) [4]	Zhao (LFQM) [18]	Geng ($SU(3)$) [19]	Geng ($SU(3)$) [20]	Azizi (LCSR) [21]	Эксперимент
$\text{Br}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- e^+ \nu_e)$	2,38	1,35	$4,87 \pm 1,74$	$2,4 \pm 0,3$	$7,26 \pm 2,54$	$5,58 \pm 2,62$
$\text{Br}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \mu^+ \nu_\mu)$	2,31			$2,4 \pm 0,3$	$7,15 \pm 2,50$	
$\text{Br}(\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 e^+ \nu_e)$	9,40	5,39	$3,38^{+2,19}_{-2,26}$	$9,8 \pm 1,1$	$28,6 \pm 10,0$	$6,58 \pm 3,85$
$\text{Br}(\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 \mu^+ \nu_\mu)$	9,11			$9,8 \pm 1,1$	$28,2 \pm 9,9$	
$\text{Br}(\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu_e)$	0,127	0,082		$0,166 \pm 0,018$		
$\text{Br}(\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \nu_\mu)$	0,124					

приводят к полуинклюзивному значению $\text{Br}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- e^+ \nu_e) = (1,80 \pm 1,07)\%$, находящемуся в хорошем согласии с нашим предсказанием для $\text{Br}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- e^+ \nu_e)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полуплептонные распады тяжелых барионов исследованы в рамках релятивистской кварк-дикварковой картины. Расчеты проведены с последовательным учетом релятивистских эффектов без применения нерелятивистского разложения или разложения по обратным степеням масс тяжелого кварка.

Все параметры модели были зафиксированы ранее при анализе свойств мезонов. Волновые функции взяты из расчетов спектров масс барионов. Найдено хорошее согласие полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными, есть многочисленные предсказания для еще ненаблюдавшихся распадов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Faustov R. N., Galkin V. O.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 073008.
2. *Faustov R. N., Galkin V. O.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 093006.
3. *Faustov R. N., Galkin V. O.* // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 628.
4. *Faustov R. N., Galkin V. O.* // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 695.
5. *Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 014025;
Faustov R. N., Galkin V. O. // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. P. 054005.
6. *Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 014027.
7. *Gutsche T., Ivanov M. A., Körner J. G., Lyubovitskij V. E., Santorelli P., Habel N.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 074001.
8. *Gutsche T., Ivanov M. A., Körner J. G., Lyubovitskij V. E., Santorelli P.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. P. 114033; 2016. V. 93. P. 034008.
9. *Pervin M., Roberts W., Capstick S.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 035201.
10. *Dutta R.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 054003.
11. *Ke H. W., Li X. Q., Wei Z. T.* // Phys. Rev. D. 2008. V. 77. P. 014020; 2009. V. 80. P. 094016.
12. *Khodjamirian A., Klein C., Mannel T., Wang Y. M.* // JHEP. 2011. V. 1109. P. 106.
13. *Detmold W., Lehner C., Meinel S.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. P. 034503.
14. *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group)* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
15. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // Nature Phys. 2015. V. 11. P. 743.
16. *Liu Y. L., Huang M. Q., Wang D. W.* // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 074011.
17. *Azizi K., Bayar M., Sarac Y., Sundu H.* // Ibid. P. 096007.
18. *Zhao Z. X.* // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. P. 093101.
19. *Geng C. Q., Hsiao Y. K., Liu C. W., Tsai T. H.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P. 073006.
20. *Geng C. Q., Liu C. W., Tsai T. H., Yeh S. W.* // Phys. Lett. B. 2019. V. 792. P. 214.
21. *Azizi K., Sarac Y., Sundu H.* // Eur. Phys. J. A. 2012. V. 48. P. 2.
22. *Li Y. B. et al. (Belle Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 082001;
Li Y. B. et al. (Belle Collab.) // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 031101.