


МРНТИ 29.05.23

<https://doi.org/10.26577/RCPH.2021.v78.i3.01>

Ж. Тюлемисов* , **А.Н. Исадыков** , **А.К. Бекбаев** ,
Д.Т. Азнабаев , **К. Нурлан** 

Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: zhomart161@mail.ru

РАСЧЕТ РАСПАДОВ ДВАЖДЫ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ

Авторами статьи вычислен подкласс четырех нелептонных двух частичных слабых распадов дважды очарованных барионов Ξ_{cc}^{++} в основном состоянии. Нелептонные распады могут быть разделены на две группы: факторизуемые и нефакторизуемые распады. Первый вид можно с легкостью вычислять из первичных соображений. Следовательно, они хорошо подходят для понимания слабых и сильных сторон любой модели. Внимание было сфокусировано в первую очередь на слабых двух частичных нелептонных распадах, состоящих только из факторизуемых вкладов, которые исключают вклад от W -бозона. Здесь используется ковариантная модель кварков, ранее разработанная авторами статьи, для вычисления различных спиральных амплитуд, которые описывают динамику перехода, индуцированного Кабиббо-разрешенными эффективными токами. Достижение CCQM состоит в том, что только изменением размерного параметра Λ можно описать все древовидные диаграммы нелептонного распада. Затем проведено вычисление ширины распада. Ширины, брэнчинги и спиральные амплитуды вычислялись с использованием безразмерных инвариантных форм-факторов. Были проведены вычисления лептонных констант распада скалярных и векторных мезонов, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. На данный момент нет экспериментальных данных для распадов, приведенных в данной статье, поэтому мы ждем новых экспериментов в секторе тяжелых барионов.

Ключевые слова: ковариантная модель кварков, нелептонные слабые распады, физика тяжелых барионов.

Zh.Zh. Tyulemissov*, A.N. Issadykov, A.K. Bekbaev,
D.T. Aznabaev, K. Nurlan

Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: zhomart161@mail.ru

Calculation of doubly heavy baryons decay

We calculated a subclass of four nonleptonic two-body weak decays of the double charm baryon ground states Ξ_{cc}^{++} . Nonleptonic decays can be divided into two group: factorizable and nonfactorizable decays. The first one can be easily calculated from first principles. Therefore, its good example understands all pros and cons of a model. We focused on a weak two-body nonleptonic decay consists only from the factorizing contribution precluding a contamination from W -exchange. We use the covariant confined quark model previously developed by us to calculate the various helicity amplitudes which describe the dynamics of the transition induced by the Cabibbo-favored effective currents. Achievement of CCQM is that only size parameter Λ varying can describe all tree diagrams of nonleptonic decay. We then proceed to calculate the rates of the decay. The rates, branching ratios and helicity amplitude were calculated using dimensionless invariant form factors. Also, we calculated leptonic constant for scalar and vector mesons which has good agreement with experimental data. There isn't any experimental data about the decay so we waiting for new experimental observation in the heavy baryon sector.

Key word: covariant confined quark model, nonleptonic weak decays, heavy baryons physics.

Ж. Тюлемисов*, А.Н. Исадыков, А.К. Бекбаев,
Д.Т. Азнабаев, К. Нурлан

Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: zhomart161@mail.ru

Екі рет ауыр барионның ыдырауын есептеу

Негізгі күйдегі екі ретті сиқырланған cc кваркты Ξ_{cc}^{++} бариондарының екі бөлшекті лептондардың қатысуынсыз өтетін төрт әлсіз ыдыраулары есептелінген. Лептондардың қатысуынсыз өтетін ыдырауларды екі топқа бөлуге болады: факторизацияланатын және факторизацияланбайтын ыдыраулар. Бірінші топты оңай есептеуге болады. Сол себепті ол ыдыраулар кез келген модельдің күшті және әлсіз жақтарын түсінуге өте ыңғайлы. Біз тек W -бозонның және лептондардың қатысуынсыз өтетін факторизацияланатын екі бөлшекті әлсіз ыдырауға ден қойдық. Біз Кабиббо теориясы бойынша рұқсат етілген тиімді токтармен индукцияланған ауысу динамикасын сипаттайтын, әртүрлі спиральды амплитудаларды есептеу үшін құрылған ковариантты кварк моделін қолданамыз. Λ өлшемді параметрін өзгерту арқылы лептондық емес ыдыраулардың барлық ағаш сызбаларын сипаттау $CCQM$ (ковариантты шектелген кварк моделі) жетістігі болып табылады. Содан кейін біз ыдырау ықтималдықтарын есептедік. Ыдырау ықтималдықтары, тармақталуы және спираль амплитудасы өлшемсіз инварианттық форм-факторларды қолдану арқылы есептелді. Сондай-ақ, біз тәжірибелік мәндермен жақсы сәйкесетін үйлесетін скаляр және вектор мезондардың лептондық ыдырау константаларын есептедік. Қазіргі уақытта бұл мақалада келтірілген ыдырауларға арналған тәжірибелік мәліметтер жоқ, сондықтан біз ауыр бариондар секторында жаңа эксперименттерді күтеміз.

Түйін сөздер: ковариантты кварк моделі, лептонсыз әлсіз ыдырауы, ауыр бариондардың физикасы.

Введение

Четыре года назад коллаборация LHCb сообщила об открытии дважды тяжелого очарованного состояния Ξ_{cc}^{++} [1]. Данное состояние было обнаружено в инвариантном массовом спектре конечной частицы $(\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+)$, где Λ_c^+ барион был восстановлен в моде распада $p K^- \pi^+$. Масса нового состояния равна $3621.40 \pm 0.72 \pm 0.14 \pm 0.27$ МэВ. Год спустя коллаборация LHCb обнаружила данную частицу в распаде $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$ с массой $3620.6 \pm 1.5(\text{стат}) \pm 0.4(\text{сист}) \pm 0.3(\Xi_c^+)$ МэВ [2]. Измеренное время жизни Ξ_{cc}^{++} было равно $\tau(\Xi_{cc}^{++}) = 0.256 + 0.024 - 0.022(\text{стат}) \pm 0.014(\text{сист})$ псек [3].

Средневзвешенное значение двух измерений массы $m_{\Xi_{cc}^{++}} = 3621 \pm 1.1 \pm 0.3 \pm 0.3$ МэВ очень близко в значению 3610 МэВ, которое было предсказано в работе [4] в рамках модели одноглюонного обмена de Rujula et al. [5] с членом спин-спинового взаимодействия Брейта-Ферми. Примечательно, что Ebert et al. предсказали 3620 МэВ для Ξ_{cc}^{++} с использованием релятивистской потенциальной кварк-дикварковой модели [6]. В работе [7] мы интерпретировали новое дважды очарованное состояние обнаруженное в массовом распределении $(\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+)$ как результат цепочки распадов $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} \left(2455; \frac{1}{2}^+\right) (\rightarrow$

$\Lambda_c^+ \pi^+) + \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+)$. В данной работе мы расширили анализ [7] в двух направлениях. Во-первых, мы рассматриваем возможность того, что первая ступень в цепочке распадов состоит из распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++}(2455; 3/2^+) (\rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+) + \bar{K}^{*0}$, где состояние $\Sigma_c^{++}(2455; 3/2^+)$ является тяжелокварковым симметричным партнером $\Sigma_c^{++}(2455; 1/2^+)$ со спином $3/2$. Действительно, в всем выступлении на семинаре в ЦЕРН [8] Zhang (коллаборация LHCb) покзал на диаграмме инвариантной массы для связанной системы $(\Lambda_c \pi^+)$ в котором пик для $m(\Lambda_c \pi^+)$ лежит между двумя состояниями $\Sigma_c^{++}(2455; 1/2^+)$ и $\Sigma_c^{++}(2455; 3/2^+)$. Во-вторых, мы предоставляем результаты для подкласса Кабиббо-разрешенным нелептонных двухчастичных распадов, еще не идентифицированного основного состояния бариона двойного очарования Ξ_{cc}^{++} (3610) с квантовыми числами $J^P = 1/2^+$, где значение массы снова взято из расчет [4].

Физика двойного тяжелого очарования и прелестных барионов (спектр масс и свойства распада) изучалась ранее в ряде работ [4–7], [9]–[33]. Мы представили подробный анализ эксклюзивных распадов двойных тяжелых барионов с использованием нескольких версий ковариантных кварковых моделей в работах [7, 9, 11]. Двойные распады тяжелых барионов и их магнитные моменты рассматривались нами в [9],

где мы провели всестороннее исследование полулептонных и радиационных распадов двойных тяжелых барионов с использованием ковариантной кварковой модели без реализации кваркового конфайнмента. Версия ковариантной кварковой модели, использованная в [9], была улучшена за счет эффективного включения кваркового ограничения [34]. В частности, в работе [7] мы интерпретировали барион Ξ_{cc}^{++} обнаруженный коллаборацией LHCb в инвариантно-массовом распределении набор конечных частиц ($\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$) появляется в результате цепочки распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} (\rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+) + \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+)$. Нелептонный распад $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} + \bar{K}^{*0}$ относится к классу факторизуемых распадов, т.е. распадов, исключаящих вклад от внутреннего обмена W-бозоном. В качестве побочного продукта нашего исследования мы также проанализировали нелептонную моду с \bar{K}^0 в конечном состоянии. В работе [10] мы предложили новый метод оценки нефакторизующих (трехкварковых петель) диаграмм, образуемых обменом W-бозоном и участвующих в нелептонных двух-частичных распадах дважды очарованных барионов Ξ_{cc}^{++} и Ω_{cc}^+ . Вклады обмена W-бозона появляются в дополнении к факторизуемым древесным диаграммам и, в общем случае, они не подавлены. В работе [11] мы рассмотрели новые идеи в теоретическом описании нелептонных распадов дважды очарованных барионов. В данной статье мы расширяем наш анализ полулептонных распадов барионов с двойным очарованием, начатый в [9], путем включения всех факторизуемых мод для обоих типов слабых переходов – полулептонных и нелептонных с использованием обновленной теоретической основы – модели CCQM. Отметим, что в нашей статье [9] мы использовали значения масс для массы дважды очарованных барионов $\Xi_{cc}^{++} = 3.61$ ГэВ, которые отличаются от обновленных значений масс, используемых в настоящей статье ($\Xi_{cc}^{++} = 3.6206$ ГэВ [35]). При сравнении соответствующей полулептонной ширины в [9] с той, что в настоящей статье, необходимо принять во внимание измененные значения массы, что приводит к подавлению нашего результата 2001 года в ~ 1.6 раза, что в основном носит кинематический характер.

Наша статья построена следующим образом. Сначала мы обсудим топологии распадов нелептонных двухчастичных распадов основного состояния дважды очарованного бариона. Ξ_{cc}^{++} . Из множества возможных распадов мы

выделяем 4 распада, которые происходят только за счет факторизованных вкладов. Затем мы описываем материал о спиновой кинематике распадов. Определим инвариантные формфакторы и спиральные амплитуды. Запишем также формулы для полулептонных и нелептонных ширин. Также мы перечисляем набор локальных интерполирующих трехкварковых токов с правильными квантовыми числами барионных состояний, которые они описывают. Нелокальные версии интерполирующих токов входят в расчет различных формфакторов переходов в нашей ковариантной модели кварка (CCQM). Мы также даем краткое описание основных особенностей нашего расчета в рамках CCQM. Наконец, мы представляем наши численные результаты для нелептонных ширин и брэнчингов.

Метод исследования

Нелептонные распады дважды тяжелых очарованных барионов

Распад $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} + P(V)$ относится к топологии которая называется древовидной диаграммой. Для заряженного излучения цветовой фактор аромата дается линейной комбинацией коэффициентов Вильсона ($C_2 + \xi C_1$), где $\xi = 1/N_c$, тогда как для нейтрального излучения получим ($C_1 + \xi C_2$). Мы взяли $C_1 = -0.51$ и $C_2 = 1.20$ из работы. [38]. Мы используем предел больших N_c для цветных факторов и аромата. Для диаграмм типа обмена W-бозоном, которые не рассматриваются в данной статье цветовой фактор имеет вид $C_2 - C_1$.

Матричный элемент эксклюзивного распада $B_1(p_1, \lambda_1) \rightarrow B_2(p_2, \lambda_2) + M(q, \lambda_M)$ определяется через ($p_1 = p_2 + q$)

$$M(B_1 \rightarrow B_2 + M) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ij} V_{kl}^* C_{eff} f_M M_M \langle B_2 | \bar{q}_2 O_\mu q_1 | B_1 \rangle \epsilon^{\dagger\mu}(\lambda_M),$$

где $M = V$ и $M = P$ – это случай векторных и псевдоскалярных мезонов, такие что M_M и f_M , соответствующие массы M_V , M_P и константы лептонного распада f_V , f_P . Струна Дирака O_μ определяется как $O_\mu = \gamma_\mu(1 - \gamma_5)$. V_{ij} – это матричные элементы матрицы Кабиббо-Кабояши-Маскавы (CKM): $V_{ud} = 0.97420$ и $V_{cs} = 0.997$. C_{eff} – это комбинация коэффициентов Вильсона вида ($C_2 + \xi C_1$), где $\xi = 1/N_c$, а N_c – это число цветов, или вида ($C_1 + \xi C_2$) для нейтрального случая. Мы использовали $C_1 = -0.51$ и $C_2 = 1.20$

при $\mu = m_c = 1.3$ ГэВ согласно работе [38]. Мы используем предел больших N_c для цветовых факторов. Всем известно, что нефакторизуемый вклад происходит из одноглюонного обмена, который может быть важным для описания нелептонных распадов. В качестве примера, вспомним хорошо известный распад $B \rightarrow J/\psi + K$, который пропорционален коэффициенту $a_2 = C_1 + \xi C_2$ и, который должен быть равен 0 в случае $N_c = 3$. В данном случае явная факторизация точно не описывает эксперимент. Обсуждение и определение нефакторизуемых поправок к коэффициенту a_2 активно ведется в литературе с использованием различных методов. Однако, насколько нам известно, до сих пор не существует

четко установленной схемы, в которой нефакторизуемые вклады могли бы учитываться самосогласованным образом. Поэтому мы используем феноменологическое и простое предположение в наших расчетах для нелептонных распадов как тяжелых мезонов, так и барионов, что цветовой фактор $\xi = 1/N_c$, появляющийся в комбинации коэффициентов Вильсона, равен 0. Это предположение широко используется в литературе и хорошо оправдывается при сравнении с экспериментальными данными в мезонном секторе. Адронный матричный элемент $\langle B_2 | \bar{q}_2 O_\mu q_1 | B_1 \rangle$ может быть описан в шесть членами ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$) безразмерных инвариантных форм-факторов $F_i^{V/A}(q^2)$. Получим

$$\begin{aligned} \langle B_2 | \bar{q}_2 \gamma_\mu q_1 | B_1 \rangle &= \bar{u}(p_2, s_2) \left[\gamma_\mu F_1^V(q^2) - i\sigma_{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_1} F_2^V(q^2) + \frac{q_\nu}{M_1} F_3^V(q^2) \right] u(p_1, s_1), \\ \langle B_2 | \bar{q}_2 \gamma_\mu \gamma_5 q_1 | B_1 \rangle &= \bar{u}(p_2, s_2) \left[\gamma_\mu F_1^A(q^2) - i\sigma_{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_1} F_2^A(q^2) + \frac{q_\nu}{M_1} F_3^A(q^2) \right] \gamma_5 u(p_1, s_1), \end{aligned}$$

где $\sigma_{\mu\nu} = (i/2)(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$, а все γ -матрицы, матрицы представления Бьёркена-Дрелла.

Результаты и обсуждение

Результаты ковариантного динамического расчета, как в данном случае, обычно получают в терминах инвариантных формфакторов, определенных выше. Для удобства запишем набор

$$H_{\lambda_2 \lambda_M} = \langle B_2(p_2, \lambda_2) | \bar{q}_2 O_\mu q_1 | B_1(p_1, \lambda_1) \rangle \epsilon^{+\mu}(\lambda_M) = H_{\lambda_2 \lambda_M}^V - H_{\lambda_2 \lambda_M}^A,$$

где было произведено разделение спиральных амплитуд на векторную и аксиальную части. Для распада с усилением цвета оператор $\bar{q}_2 O_\mu q_1$ описывает ток заряженного перехода, тогда как распад с подавлением цвета, $\bar{q}_2 O_\mu q_1$ описывает ток нейтрального перехода. Мы работаем в системе покоя бариона B_1 с барионом B_2 движущимся в положительном направлении оси z : $p_1 = (M_1, \vec{0})$, $p_2 = (E_2, 0, 0, |\mathbf{p}_2|)$ и $q = (q_0, 0, 0, -|\mathbf{p}_2|)$. Спиральности трех частиц

инвариантных форм-факторов через набор спиральных амплитуд, где два набора линейно связаны. Поэтому мы выражаем векторную и аксиальную спиральные амплитуды $H_{\lambda_2 \lambda_M}^{V/A}$ через инвариантные форм-факторы $F_i^{V/A}$, где $\lambda_M = t, \pm 1, 0$, а $\lambda_2 = \pm 1/2$ – это спиральные компоненты мезона M ($M = P, V$) и бариона B_2 , соответственно. Вычислим выражение вида

связаны соотношением $\lambda_1 = \lambda_2 - \lambda_M$. Мы использовали обозначение $\lambda_P = \lambda_t = 0$ для скалярного вклада ($J = 0$), чтобы отличить спиральность от $\lambda_V = 0$ используемого для продольной компоненты векторного мезона с квантовым наполнением $J = 1$. Соотношения связывающие спиральные амплитуды и инвариантные форм-факторы для перехода $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$ имеют вид: $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^V = +H_{\lambda_2, \lambda_M}^V$ и $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^A = -H_{\lambda_2, \lambda_M}^A$.

$$H_{\frac{1}{2}^+}^V = \sqrt{Q_+/q^2} \left(F_1^V M_- + F_3^V \frac{q^2}{M_1} \right),$$

$$H_{\frac{1}{2}^+}^A = \sqrt{Q_-/q^2} \left(F_1^A M_+ - F_3^A \frac{q^2}{M_1} \right),$$

$$H_{\frac{1}{2}^0}^V = \sqrt{Q_-/q^2} \left(F_1^V M_+ + F_2^V \frac{q^2}{M_1} \right),$$

$$H_{\frac{1}{2}^0}^A = \sqrt{Q_+/q^2} \left(F_1^A M_- - F_2^A \frac{q^2}{M_1} \right),$$

$$H_{\frac{1}{2}^0}^V = \sqrt{2Q_-} \left(-F_1^V - F_2^V \frac{M_+}{M_1} \right),$$

$$H_{\frac{1}{2}^0}^A = \sqrt{2Q_+} \left(-F_1^A + F_2^A \frac{M_-}{M_1} \right),$$

Использовались следующие аббревиатуры $M_{\pm} = M_1 \pm M_2, Q_{\pm} = M_{\pm}^2 - q^2$. Величина импульса дочернего бариона B_2 задается $|\mathbf{p}_2| = \frac{\sqrt{Q^+ Q^-}}{2M_1} = \lambda^{1/2}(M_1^2, M_2^2, q^2)/(2M_1)$.

Для нелептонных распадов получим

$$\begin{aligned} \Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + V) &= \\ &= \frac{G_F}{32\pi} \frac{|\mathbf{p}_2|}{M_1^2} |V_{ij}V_{kl}^*|^2 C_{eff}^2 f_V^2 M_V^2 H_V, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + P) &= \\ &= \frac{G_F}{32\pi} \frac{|\mathbf{p}_2|}{M_1^2} |V_{ij}V_{kl}^*|^2 C_{eff}^2 f_P^2 M_P^2 H_S, \end{aligned}$$

где мы обозначаем сумму квадратов модулей спиральных амплитуд через H_V и H_S в соответствии с двумя случаями

$$\frac{1}{2^+} \rightarrow \frac{1}{2^+}: H_V = \sum_{\lambda_2 = \pm \frac{1}{2}, \lambda_V = \pm 1, 0} |H_{\lambda_2, \lambda_V}|^2,$$

$$H_S = \sum_{\lambda_2 = \pm \frac{1}{2}} |H_{\lambda_2, \lambda_t}|^2.$$

Как описано во введении, мы используем ковариантную модель кварков (CCQM) для расчета различных форм-факторов $F_i^{V,A}(q^2)$ для перехода $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$, которые необходимы для вычисления спиральных амплитуд. Мы описываем взаимодействие барионов с составляющими их кварками с помощью нелокального расширения интерполяционных кварковых токов (подробнее см. [7, 10], [45]-[50]). В Таблице 1 мы перечислили необходимые интерполяционные токи

Таблица 1 – Интерполяционные кварковые токи

Барцион	J^P	Интерполирующие токи	Масса(МэВ)
Ξ_{cc}^{++}	$1/2^+$	$\epsilon^{abc} \gamma^\mu \gamma_5 u^a c^b C \gamma_\mu c^c$	3620.6
Σ_c^{++}	$1/2^+$	$\epsilon^{abc} \gamma^\mu \gamma_5 c^a u^b C \gamma_\mu u^c$	2453.97

Три составляющих кварка рассматриваются как отдельные динамические объекты, которые распространяются с полностью ковариантными фермионными пропагаторами $S_q(k) = 1/(m_q - \hat{k})$ в двухпетлевой диаграмме Фейнмана, которая описывает индуцированным током переход между соответствующими барионами. Массы пропагаторов m_q представляют собой массы составляющих кварков, зафиксированные в предыдущих анализах множества адронных процессов в рамках нашего подхода (подробнее см. [46, 47]).

Помимо выбора интерполирующего тока и масс составляющих кварков, есть два параметра, которые описывают структуру бариона в CCQM. Это константа связи бариона с составляющими его кварками g_B и размерный параметр Λ_B характеризующий размер нелокальности кварков в барионе. Константа связи g_B и размерный параметр Λ_B удовлетворяют условию связности Салама и Вайнберга [51, 52]. По аналогии мы

рассматриваем мезоны как связанные состояния кварка и антикварка, т.е. строим соответствующие нелокальные лагранжианы взаимодействия мезонов с составляющими их кварками (подробнее в работах [35, 49]).

Численные результаты

Обсудим ширины и брэнчинги двух классов распадов

$$\begin{aligned} 1/2^+ &\rightarrow 1/2^+ + 0^- \\ 1/2^+ &\rightarrow 1/2^+ + 1^- \end{aligned}$$

Каждый из вышеупомянутых классов содержит четыре факторизуемых нелептонных двухчастичных распада. Таким образом, мы предлагаем всего четыре распада, которые имеют вид $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} + \bar{K}^{(*)0}, \Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} + \pi^0(\rho^0)$. В таблице 2 перечислены ширины и брэнчинги для всех четырех классов.

Таблица 2 – Кабиббо-разрешенные нелептонные двухчастичные распады дважды очарованных барионов

Распад	$\Gamma[10^{-13}\text{ГэВ}]$	$B[\%]$
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_{cc}^{++} + \bar{K}^0$	0.32	1.25
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_{cc}^{++} + \pi^0$	0.054	0.21
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_{cc}^{++} + K^{*0}$	1.44	5.61
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_{cc}^{++} + \rho^0$	0.21	0.81

Закключение

Для нелептонных распадов мы проанализировали топологическую структуру их различных двухчастичных распадов в терминах двух W-эмиссионных (внешних и внутренних) или древовидных топологий и трех топологий W-обмена. Ширины, брэнчинги и спиральные амплитуды вычислялись с использованием безразмерных инвариантных форм-факторов. Достижение ССQM состоит в том, что только изменением размерного параметра Λ можно описать все древовидные диаграммы нелептонного распада.

В этой статье мы предоставили первые предсказания для брэнчингов распадов $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_{cc}^{++} + \bar{K}^{(*)0}, \Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_{cc}^{++} + \pi^0(\rho^0)$.

В следующей статье мы планируем также вычислить вклад W-обмена в Кабиббо-доминирующие нелептонные распады дважды очаро-

ванного бариона с предсказаниями для распадов, не рассмотренных в этой статье. Некоторые из этих распадов будут состоять из нефакторизуемого вклада W-обмена, который может быть рассчитан из первых принципов. Пока нет никаких теоретических работ, которые могли бы правильно предсказать нефакторизуемые распады.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Thomas Gutsche, Mikhail A. Ivanov, Jürgen Körner and Valery Lyubovitskij за их коллаборацию в результате, которой были получены результаты, обсуждаемые в данной статье.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант №AP09057862).

Литература

- 1 Aaij R. et al. (LHCb Collaboration). Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} //Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119. – Art. No 112001.
- 2 Aaij R. et al. (LHCb Collaboration). First Observation of the Doubly Charmed Baryon Decay $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$ //Phys. Rev. Lett. – 2018. – Vol.121. – Art. No 162002.
- 3 Aaij R. et al. (LHCb Collaboration). Measurement of the Lifetime of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^{++} //Phys. Rev. Lett. – 2018. – Vol.121. – Art. No 052002.
- 4 Körner J.G., Krämer M., and Pirjol D. Heavy baryons // Prog. Part. Nucl. Phys. – 1994. – Vol.33. – P.787.
- 5 Rujula A.De, Georgi H., and Glashow S.L. Vector Model of the Weak Interactions //Phys. Rev. D. – 1975. – Vol.12. – P.3589.
- 6 Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O., and Martynenko A.P. Mass spectra of doubly heavy baryons in the relativistic quark model // Phys. Rev. D. – 2002. – Vol.66. – Art. No 014008.
- 7 Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., and Lyubovitskij V.E., Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., and Lyubovitskij V.E. //Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 96. – Art. No 054013. Decay chain information on the newly discovered double charm baryon state Ξ_{cc}^{++} //Phys. Rev. D. – 2017. – Vol.96. – Art.No 054013.
- 8 Zhang Y. Searches for baryons with multiple heavy quarks at LHCb //CERN Seminar. – 2017. <https://indico.cern.ch/event/632400/>
- 9 Faessler A., Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., and Lyubovitskij V.E. Semileptonic decays of double heavy baryons //Phys. Lett. B. – 2001. – Vol. 518. – P.55.
- 10 Branz T., Faessler A., Gutsche T., Ivanov M.A., Korner J.G., Lyubovitskij V.E., and Oexl B. Radiative decays of double heavy baryons in a relativistic constituent three--quark model including hyperfine mixing //Phys. Rev. D. – 2010. – Vol.81. – Art. No 114036.
- 11 Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., Lyubovitskij V.E., and Tyulemisov Z. Ab initio three-loop calculation of the W-exchange contribution to nonleptonic decays of double charm baryons //Phys. Rev. D. – 2019. – Vol.99. – Art. No 056013.
- 12 Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G. and Lyubovitskij V.E. Novel ideas in nonleptonic decays of double heavy baryons //Particles. – 2019. – Vol.2. – P.339.
- 13 Fleck S. and Richard J.M. Baryons with double charm // Prog. Theor. Phys. – 1989. – Vol.82. – P.760.

- 14 Kiselev V.V., Likhoded A.K., and Onishchenko A.I. Lifetimes of doubly charmed baryons: $\Xi(cc)^+$ and $\Xi(cc)^{++}$ // Phys. Rev. D. – 1999. – Vol.60. – Art. No 014007.
- 15 Kiselev V.V., Berezhnoy A.V. and Likhoded A.K. Quark–Diquark Structure and Masses of Doubly Charmed Baryons //Phys. At. Nucl. – 2018. – Vol.81. – P.369.
- 16 Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O., and Martynenko A.P. Semileptonic decays of doubly heavy baryons in the relativistic quark model //Phys. Rev. D. – 2004. – Vol.70. – Art. No 014018. //Phys. Rev. D. – 2008. – Vol.77. – Art.No 079903(E).
- 17 Albertus C., Hernandez E., and Nieves J. Exclusive $c \rightarrow s, d$ semileptonic decays of ground-state spin-1/2 and spin-3/2 doubly heavy cb baryons //Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 85. – Art. No 094035.
- 18 Flynn J.M. and Nieves J. //Phys. Rev. D. – 2007. – Vol.76. – Art.No 017502. Semileptonic bc to cc Baryon Decay and Heavy Quark Spin Symmetry //Phys. Rev. D. – 2008. – Vol.77. – Art. No 099901(E).
- 19 Chang C.H., Li T., Li X.Q., and Wang Y.M. Lifetime of doubly charmed baryons // Commun. Theor. Phys. – 2008. – Vol. 49. – P. 993.
- 20 Roberts W. and Pervin M. Hyperfine Mixing and the Semileptonic Decays of Double-Heavy Baryons in a Quark Model //Int. J. Mod. Phys. A – 2009. – Vol.24. – P.2401.
- 21 Karliner M. and Rosner J.L. Discovery of doubly-charmed Ξ_{cc} baryon implies a stable $(bb\bar{u}\bar{d})$ tetraquark //Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol.119. – Art. No 202001.
- 22 Guo Z.H. Prediction of exotic doubly charmed baryons within chiral effective field theory //Phys. Rev. D. – 2017. – Vol.96. – Art. No 074004.
- 23 Xiao L.Y., Wang K.L., Lu Q.F., Zhong X.H., and Zhu S.L. Strong and radiative decays of the doubly charmed baryons //Phys. Rev. D. – 2017. – Vol.96. – Art. No 094005.
- 24 Lu Q.F., Wang K.L., Xiao L.Y., and Zhong X.H. Mass spectra and radiative transitions of doubly heavy baryons in a relativized quark model // Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 96. – Art. No 114006.
- 25 Sharma N. and Dhir R. Estimates of W-exchange contributions to Ξ_{cc} decays //Phys. Rev. D. – 2017. – Vol.96. – Art. No 113006.
- 26 Dhir R. and Sharma N. Weak decays of doubly heavy charm Ω_{cc}^+ baryon //Eur. Phys. J. C. – 2018. – Vol.78. – P.743.
- 27 Yu F.S., Jiang H.Y., Li R.H., Lu C.D., Wang W., and Zhao Z.X. Discovery Potentials of Doubly Charmed Baryons // Chin. Phys. C. – 2018. – Vol.42. – Art. No 051001.
- 28 Wang W., Xing Z.P., and Xu J. Weak Decays of Doubly Heavy Baryons: SU(3) Analysis // Eur. Phys. J. C. – 2017. – Vol.77. – P.800.
- 29 Shi Y.J., Wang W., Xing Y., and Xu J. Weak Decays of Doubly Heavy Baryons: Multi-body Decay Channels //Eur. Phys. J. C. – 2018. – Vol.78. – P. 56.
- 30 Cui E.L., Chen H.X., Chen W., Liu X., and Zhu S.L. Suggested search for doubly charmed baryons of $J^P = 3/2^+$ via their electromagnetic transitions //Phys. Rev. D. – 2018. – Vol.97. – Art. No 034018.
- 31 Wang W., Yu F.S., and Zhao Z.X. Weak decays of doubly heavy baryons: the $1/2 \rightarrow 1/2$ case //Eur. Phys. J. C. – 2017. – Vol. 77. – P. 781.
- 32 Hu X.H., Shen Y.L., Wang W., and Zhao Z.X. Weak decays of doubly heavy baryons: "decay constants" //Chin. Phys. C. – 2018. – Vol.42. – P. 123102.
- 33 Xing Z.P. and Zhao Z.X. Weak decays of doubly heavy baryons: the FCNC processes //Phys. Rev. D. – 2018. – Vol.98. – Art. No 056002.
- 34 Shi Y.J., Xing Y., and Zhao Z.X. Light-cone sum rules analysis of $\Xi_{QQ'q} \rightarrow \Lambda_{Q'}$ weak decays //Eur. Phys. J. C. – 2019. – Vol. 79. – P. 501.
- 35 Branz T., Faessler A., Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., and Lyubovitskij V.E. Relativistic constituent quark model with infrared confinement // Phys. Rev. D. – 2010. – Vol.81. – P.034010.
- 36 Tanabashi M. et al. Review of Particle Physics. // Phys. Rev. D. – 2018. – Vol. 98. – Art.No 030001.
- 37 Leibovich A.K., Ligeti Z., Stewart I.W., and Wise M.B. Predictions for nonleptonic Lambda(b) and Theta(b) decays // Phys. Lett. B. – 2004. – Vol. 586. – P.337.
- 38 Buchalla G., Buras A.J., and Lautenbacher M.E. Weak decays beyond leading logarithms // Rev. Mod. Phys. – 1996. – Vol.68. – P. 1125.
- 39 Körner J.G. Octet behaviour of single-particle matrix elements $\langle B | H(W) | B \rangle$ and $\langle M | H(W) | M \rangle$ using a weak current current quark Hamiltonian // Nucl. Phys. B. – 1971. – Vol.25. – P. 282.
- 40 Pati J.C. and Woo C.H. Delta I = 1/2 rule with fermion quarks // Phys. Rev. D. – 1971. – Vol.3. – P. 2920.
- 41 Körner J.G., Kramer G., and Willrodt J. Weak Decays of Charmed Baryons // Z. Phys. C. – 1979. – Vol.2. – P.117.
- 42 Körner J.G. and Kramer M. Exclusive nonleptonic charm baryon decays // Z. Phys. C. – 1992. – Vol. 55. – P. 659.
- 43 Uppal T., Verma R.C., and Khanna M.P. Constituent quark model analysis of weak mesonic decays of charm baryons // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 49. – P. 3417.
- 44 Fayyazuddin and Riazuddin, On the relative strength of W exchange and factorization contributions in hadronic decays of charmed baryons // Phys. Rev. D. – 1997. – Vol. 55. – P. 255. // Phys. Rev. D. – 1997. – Vol. 56. – P. 531(E).
- 45 Ivanov M.A., Körner J.G., Lyubovitskij V.E., and Rusetsky A.G. Exclusive nonleptonic decays of bottom and charm baryons in a relativistic three quark model: Evaluation of nonfactorizing diagrams // Phys. Rev. D. – 1998. – Vol.57. – P. 5632.
- 46 Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., Lyubovitskij V.E., and Santorelli P. Polarization effects in the cascade decay $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi) + J/\psi(\rightarrow l^+l^-)$ in the covariant confined quark model //Phys. Rev. D. – 2013. – Vol.88. – Art. No 114018.
- 47 Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., Lyubovitskij V.E., Lyubushkin V.V., and Santorelli P. Theoretical description of the decays $\Lambda_b \rightarrow \Lambda^{(*)} \left(\frac{1^\pm}{2}, \frac{3^\pm}{2} \right) + J/\psi$ //Phys. Rev. D. – 2017. – Vol.96. – Art. No 013003.

- 48 Gutsche T., Ivanov M.A., Korner J.G., Lyubovitskij V.E., and Santorelli P. Semileptonic decays $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ \nu_l (l = e, \mu)$ in the covariant quark model and comparison with the new absolute branching fraction measurements of Belle and BESIII // *Phys. Rev. D.* – 2016. – Vol. 93. – Art. No 034008.
- 49 Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Ivanov M.A., and Liptaj A. Decays $B_s \rightarrow J/\psi + \eta$ and $B_s \rightarrow J/\psi + \eta'$ in the framework of covariant quark model // *Phys. Rev. D.* – 2013. – Vol.87. – Art. No 074021.
- 50 Ivanov M.A., Lyubovitskij V.E., Korner J.G., and Kroll P. Heavy baryon transitions in a relativistic three quark model // *Phys. Rev. D.* – 1997. – Vol.56. – P.348.
- 51 Salam A. Lagrangian theory of composite particles // *Nuovo Cimento.* – 1962. – Vol.25. – P. 224.
- 52 Weinberg S. Elementary particle theory of composite particles // *Phys. Rev.* – 1963. – Vol.130. – P. 776.

References

- 1 R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 119, 112001 (2017)
- 2 R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 121, 162002 (2018)
- 3 R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 121, 052002 (2018)
- 4 J. G. Körner, M. Krämer, and D. Pirjol, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 33, 787 (1994)
- 5 A. De Rujula, H. Georgi, and S. L. Glashow, *Phys. Rev. D* 12, 3589 (1975).
- 6 D. Ebert, R.N. Faustov, V.O. Galkin, and A.P. Martynenko, *Phys. Rev. D* 66, 014008 (2002).
- 7 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner, and V.E. Lyubovitskij, *Phys. Rev. D* 96, 054013 (2017).
- 8 Y. Zhang, CERN Seminar (2017), <https://indico.cern.ch/event/632400/>
- 9 A. Faessler, T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner, and V.E. Lyubovitskij, *Phys. Lett. B* 518, 55 (2001).
- 10 T. Branz, A. Faessler, T. Gutsche, M.A. Ivanov, J. . Korner, V. E. Lyubovitskij, and B. Oexl, *Phys. Rev. D* 81, 114036 (2010).
- 11 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner, V.E. Lyubovitskij, and Z. Tyulemisov, *Phys. Rev. D* 99, 056013 (2019).
- 12 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner and V.E. Lyubovitskij, *Particles* 2, 339 (2019).
- 13 S. Fleck and J.M. Richard, *Prog. Theor. Phys.* 82, 760 (1989).
- 14 V.V. Kiselev, A.K. Likhoded, and A.I. Onishchenko, *Phys. Rev. D* 60, 014007 (1999).
- 15 V.V. Kiselev, A.V. Berezhnoy and A.K. Likhoded, *Phys. At. Nucl.* 81, 369 (2018).
- 16 D. Ebert, R.N. Faustov, V.O. Galkin, and A.P. Martynenko, *Phys. Rev. D* 70, 014018 (2004), *Phys. Rev. D* 77, 079903(E) (2008).
- 17 C. Albertus, E. Hernandez, and J. Nieves, *Phys. Rev. D* 85, 094035 (2012).
- 18 J.M. Flynn and J. Nieves, *Phys. Rev. D* 76, 017502 (2007), *Phys. Rev. D* 77, 099901(E) (2008).
- 19 C.H. Chang, T. Li, X. Q. Li, and Y.M. Wang, *Commun. Theor. Phys.* 49, 993 (2008).
- 20 W. Roberts and M. Pervin, *Int. J. Mod. Phys. A* 24, 2401 (2009).
- 21 M. Karliner and J.L. Rosner, *Phys. Rev. Lett.* 119, 202001 (2017).
- 22 Z.H. Guo, *Phys. Rev. D* 96, 074004 (2017).
- 23 L.Y. Xiao, K.L. Wang, Q.F. Lu, X.H. Zhong, and S. L. Zhu, *Phys. Rev. D* 96, 094005 (2017).
- 24 Q.F. Lu, K.L. Wang, L. Y. Xiao, and X. H. Zhong, *Phys. Rev. D* 96, 114006 (2017).
- 25 N. Sharma and R. Dhir, *Phys. Rev. D* 96, 113006 (2017).
- 26 R. Dhir and N. Sharma, *Eur. Phys. J. C* 78, 743 (2018).
- 27 F.S. Yu, H.Y. Jiang, R.H. Li, C.D. Lu, W. Wang, and Z. X. Zhao, *Chin. Phys. C* 42, 051001 (2018).
- 28 W. Wang, Z.P. Xing, and J. Xu, *Eur. Phys. J. C* 77, 800 (2017).
- 29 Y.J. Shi, W. Wang, Y. Xing, and J. Xu, *Eur. Phys. J. C* 78, 56 (2018).
- 30 E.L. Cui, H.X. Chen, W. Chen, X. Liu, and S.L. Zhu, *Phys. Rev. D* 97, 034018 (2018).
- 31 W. Wang, F.S. Yu, and Z.X. Zhao, *Eur. Phys. J. C* 77, 781 (2017) arXiv:1707.02834.
- 32 X.H. Hu, Y.L. Shen, W. Wang, and Z.X. Zhao, *Chin. Phys. C* 42, 123102 (2018).
- 33 Z.P. Xing and Z.X. Zhao, *Phys. Rev. D* 98, 056002 (2018).
- 34 Y.J. Shi, Y. Xing, and Z.X. Zhao, *Eur. Phys. J. C* 79, 501 (2019).
- 35 T. Branz, A. Faessler, T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner, and V.E. Lyubovitskij, *Phys. Rev. D* 81, 034010 (2010).
- 36 M. Tanabashi et al., *Phys. Rev. D* 98, 030001 (2018).
- 37 A.K. Leibovich, Z. Ligeti, I. W. Stewart, and M. B. Wise, *Phys. Lett. B* 586, 337 (2004).
- 38 G. Buchalla, A.J. Buras, and M. E. Lautenbacher, *Rev. Mod. Phys.* 68, 1125 (1996).
- 39 J.G. Körner, *Nucl. Phys. B* 25, 282 (1971).
- 40 J.C. Pati and C. H. Woo, *Phys. Rev. D* 3, 2920 (1971).
- 41 J.G. Körner, G. Kramer, and J. Willrodt, *Z. Phys. C* 2, 117 (1979).
- 42 J.G. Körner and M. Krämer, *Z. Phys. C* 55, 659 (1992)
- 43 T. Uppal, R.C. Verma, and M.P. Khanna, *Phys. Rev. D* 49, 3417 (1994).
- 44 Fayyazuddin and Riazuddin, *Phys. Rev. D* 55, 255 (1997), *Phys. Rev. D* 56, 531(E) (1997).
- 45 M.A. Ivanov, J.G. Körner, V.E. Lyubovitskij, and A.G. Rusetsky, *Phys. Rev. D* 57, 5632 (1998).
- 46 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner, V.E. Lyubovitskij, and P. Santorelli, *Phys. Rev. D* 88, 114018 (2013).
- 47 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner, V.E. Lyubovitskij, V.V. Lyubushkin, and P. Santorelli, *Phys. Rev. D* 96, 013003 (2017).
- 48 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Korner, V.E. Lyubovitskij, and P. Santorelli, *Phys. Rev. D* 93, 034008 (2016).
- 49 S. Dubnicka, A.Z. Dubnickova, M.A. Ivanov, and A. Liptaj, *Phys. Rev. D* 87, 074021 (2013).
- 50 M.A. Ivanov, V.E. Lyubovitskij, J. G. Korner, and P. Kroll, *Phys. Rev. D* 56, 348 (1997).
- 51 A. Salam, *Nuovo Cimento* 25, 224 (1962).
- 52 S. Weinberg, *Phys. Rev.* 130, 776 (1963).