

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики
Кафедра физики высоких энергий

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика
(магистратура)

Направленность (профиль) подготовки: Физика высоких энергий

СЛАБЫЕ РАСПАДЫ ДВАЖДЫ ТЯЖЁЛЫХ БАРИОНОВ СО СПИНОМ 1/2

(магистерская диссертация)

Студент:

Герасимов Антон Сергеевич

(подпись студента)

Научный руководитель:

Лиходед Анатолий Константинович,
д-р физ.-мат. наук, проф.

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2019

Аннотация

В диссертации рассматриваются распады основного состояния дважды тяжелых барионов со спином $J=1/2$.

В основе исследования лежит принцип разделения распада на две независимые части.

В первой главе дается теоретическое описание исследуемых распадов: приводится вычисление формфакторов, их параметризация, описывается процесс вычисления спектральных функций, дается явное выражение для вычисления брэнчингов распадов.

Во второй главе представлены численные результаты, анализируются выражения для брэнчингов распадов в процентах, сопоставляются распределения вероятности распада от квадрата переданного импульса, проводится анализ распределений по квадрату переданного импульса и по квадрату инвариантной массы барион-лептон.

В третьей главе рассматриваются особенности генератора Монте-Карло EvtGen, обосновывается эффективность его выбора для реализации цели исследования, представляется созданная в ходе исследования модель, генерирующая слабый распад заданного числа дважды тяжелых барионов, представляются результаты работы генератора: распределения брэнчингов, в том числе и по другим переменным.

Теоретическая значимость работы заключается в том, что на основе материалов данного исследования можно построить распределение по пионам, входящим в состав ρ -мезона, рассмотреть распады дважды тяжелых барионов в другие системы частиц R . Созданная в рамках исследования модель распада дважды тяжелых барионов может помочь в моделировании эксперимента на конкретной установке (например, LHCb).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Аннотация	2
Введение	4
1 Теоретическое описание распадов	7
1.1 Матричный элемент распада	7
1.2 Переход $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 W$ Скалярный и аксиальный формфакторы	9
1.3 Вычисление формфакторов	11
1.4 Параметризация формфакторов	13
1.5 Формализм спектральных функций	16
1.6 Переход $W \rightarrow R$ Спектральные функции	17
2 Численные результаты	21
2.1 Анализ распадов и некоторые распределения	22
2.2 Бренчинги распадов	24
3 Симуляция распадов	27
3.1 EvtGen	27
3.2 EvtGen: результаты	34
Заключение	37
Список литературы	41

Введение

Барионы, содержащие два тяжелых кварка и один легкий, представляют собой продолжение ряда долгоживущих адронов с тяжелыми кварками. Изучение дважды тяжелых барионов имеет важное значение в физике элементарных частиц, потому что изучение этих объектов «позволяет по-новому взглянуть на проблемы рождения и адронизации тяжёлых кварков» [1].

Впервые заявлено об обнаружении дважды тяжелых барионов было еще в 2005 году в ходе эксперимента SELEX [2]. Однако данные, полученные коллаборацией SELEX и интерпретируемые ею как рождение Ξ_{cc}^+ , не были подтверждены в ходе других экспериментов.

Прорыв в этой области наметился недавно, когда коллаборация LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) смогла зарегистрировать барион Ξ_{cc}^{++} в конечном состоянии $\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$ [3].

Также важным является тот факт, что удалось зарегистрировать распад $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$ [4].

Исходя из всего этого, сегодня изучение дважды тяжелых барионов имеет важное значение в физике элементарных частиц, поэтому научное сообщество заинтересовано в теоретическом исследовании распадов дважды тяжелых барионов для последующей экспериментальной проверки.

В данной работе рассматриваются распады основного состояния дважды тяжелых барионов со спином $J = 1/2$: $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 R$, где $R = \mu\nu_\mu, \pi, 2\pi, 3\pi, 5\pi$.

Согласно теореме о факторизации эти распады связаны с распадами τ -лептона $\tau \rightarrow \nu_\tau R$, т.к. в обоих случаях система R получена путем перехода виртуального W -бозона $W \rightarrow R$. В результате вероятность распада $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 W$ определяется сверткой полулептонной дифференциальной ширины $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 \mu\nu$ и спектральной функции перехода $W \rightarrow R$.

Рассматриваемый распад бариона описывается в терминах формфакторов слабого распада, которые вычисляются при помощи потенциальной модели. Спектральные функции вычисляются путем анализа распадов τ -

лептона $\tau \rightarrow \nu_\tau R$.

В основе магистерской диссертации лежит предположение о том, что принцип разделения распада на две независимые части применим не только к B_c мезонам, но и к дважды тяжелым барионам.

В первой главе дается теоретическое описание исследуемых распадов $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 R$, затем подробно излагается вычисление формфакторов, приводится их параметризация, описывается процесс вычисления спектральных функций и приводятся их конкретные значения для рассматриваемых мод распада и соответствующих им систем R . Кроме того, даётся явное выражение для вычисления брэнчингов распадов. Следует отметить, что теорема о факторизации позволяет разделить амплитуду распада на две независимые друг от друга части, что приводит к заметному упрощению вычислений.

Во второй главе даются численные результаты, приводятся и анализируются выражения для брэнчингов распадов в процентах, а также наглядно иллюстрируются и сопоставляются между собой распределения вероятности распада от квадрата переданного импульса ($d\text{Br}/dq^2$). При помощи формулы Далица для полуплептонного распада проводится анализ распределений по квадрату переданного импульса и по квадрату инвариантной массы барион-лептон ($d\text{Br}/dm_{\mathcal{B}_2 l}^2$).

В третьей главе представлено описание генератора Монте-Карло EvtGen, который используется для симуляции исследуемых распадов. Описываются принципы его работы, структура программы генератора, даются примеры его применения, обосновывается эффективность выбора для реализации цели исследования. Далее приведена созданная в ходе подготовки диссертации модель, при помощи которой можно сгенерировать слабый распад заданного числа дважды тяжелых барионов.

В качестве результатов работы генератора даются распределения брэнчингов, аналогичные полученным теоретически. Кроме этого, при помощи EvtGen получены распределения брэнчингов и по другим переменным (таким как квадрат инвариантной массы пары барион-пион), что невозможно в рамках формализма спектральных функций. Также можно построить распределение по пионам, входящим в состав ро-мезона

Таким образом, на основе данной работы можно, вычислив выражения для других спектральных функций, рассмотреть распады дважды тяжелых барионов в другие системы частиц R . Также, получив более точные выражения для формфакторов, можно уточнить брэнчинги слабых распадов дважды тяжелых барионов. Кроме того, написанная модель распада дважды тяжелых барионов может помочь в моделировании эксперимента на конкретной установке (например, LHCb).

1 Теоретическое описание распадов

1.1 Матричный элемент распада

Дважды тяжелые барионы состоят из одного легкого (u, d, s) и двух тяжелых (b и c) кварков, и на кварковом уровне их распады обусловлены переходами $b \rightarrow u/c, c \rightarrow s/d$. Для теоретического описания распадов барионов требуется найти амплитуду распада, а значит, его матричный элемент.

В данной магистерской диссертации рассматриваются распады

$$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 R, \quad (1)$$

где дважды тяжелый барион в основном состоянии со спином $J = 1/2$ распадается на другой дважды тяжелый барион и виртуальный W -бозон, который затем адронизируется в систему частиц R .

В качестве R мы рассматриваем $\ell\nu_\ell, \pi, 2\pi, 3\pi, 5\pi$. На рис. 1, 2 представлены типичные диаграммы исследуемых слабых распадов на барионном и кварковом уровнях.

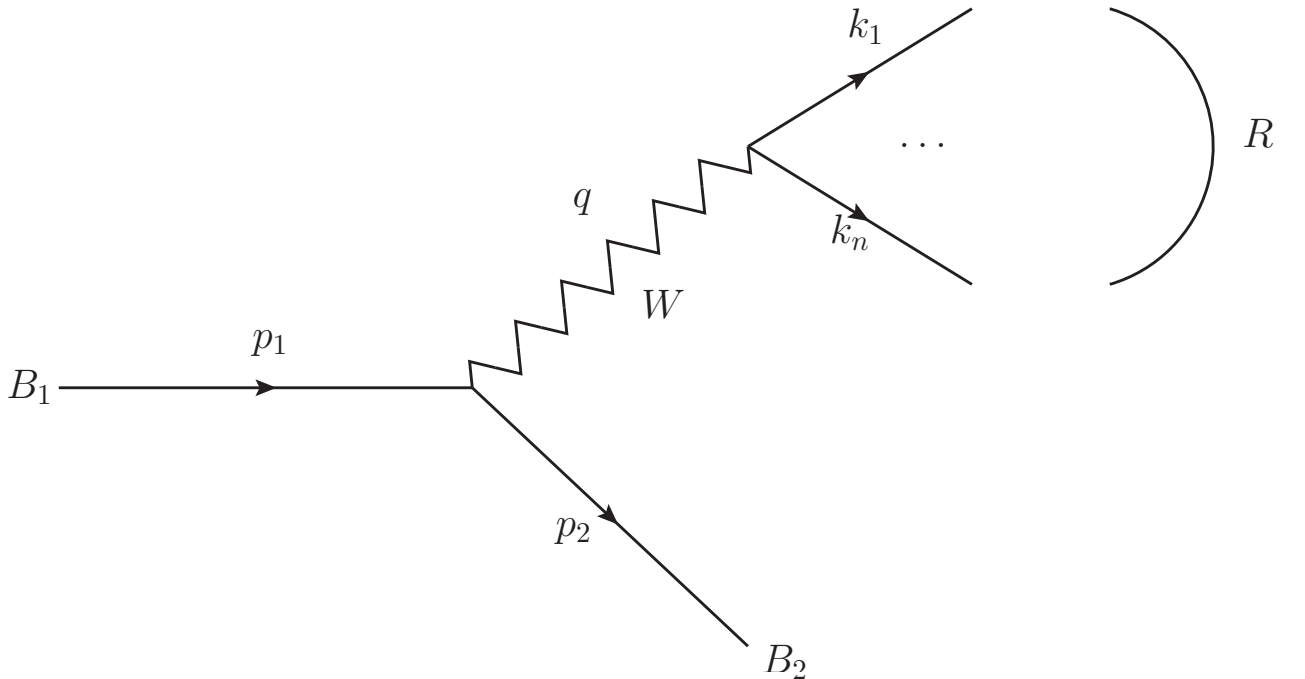


Рисунок 1 — Типичные диаграммы для слабых распадов $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 R$

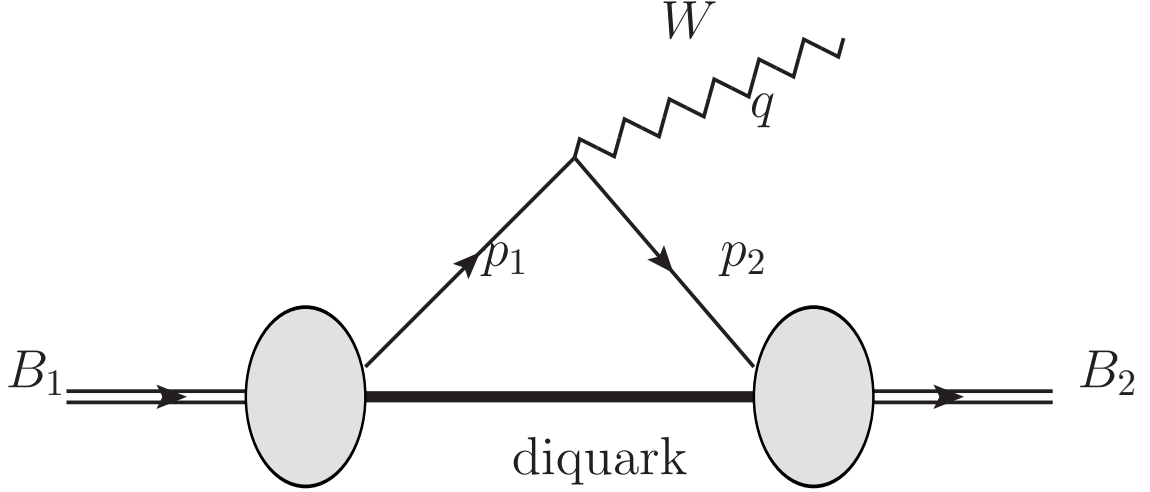


Рисунок 2 — Типичные диаграммы для слабых распадов $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 R$ на кварковом уровне

По теореме о факторизации распад $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 R$ можно разбить на две независимые части: $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 W$ и $W \rightarrow R$. При этом первый переход описывают формфакторы, а второй - спектральные функции. В результате матричный элемент записывается в виде

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ij} a_1 H^\mu \varepsilon_\mu, \quad (2)$$

где G_F — константа Ферми, V_{ij} — элемент матрицы СКМ, константа a_1 описывает мягкое перерасcеяние глюонов [5], ε — эффективный вектор поляризации W -бозона, а амплитуда перехода $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$ обозначается как H^μ .

Необходимо уточнить, что возможен также нефакторизованный случай, когда легкий кварк из бариона участвует в образовании π , но вклад такой диаграммы будет мал в силу цветового подавления и его измерение не является предметом данной работы.

Далее рассмотрим подробно переходы $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 W$ и $W \rightarrow R$.

1.2 Переход $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 W$ Скалярный и аксиальный формфакторы

Амплитуда перехода $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 W$ может быть записана как [6]

$$H^\mu = \bar{u}(P') \left[\gamma^\mu f_1(q^2) + i\sigma^{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_1} f_2(q^2) + \frac{q^\mu}{M_1} f_3(q^2) \right] u(P) - \bar{u}(P') \left[\gamma^\mu g_1(q^2) + i\sigma^{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_1} g_2(q^2) + \frac{q^\mu}{M_1} g_3(q^2) \right] \gamma_5 u(P), \quad (3)$$

где

$$\sigma^{\mu\nu} = i(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)/2, \quad (4)$$

M_1 — масса начального бариона, $P(P')$ — импульсы начального (конечного) барионов, $q = P' - P$ — переданный импульс, а $f_i(q^2), g_i(q^2)$ — формфакторы перехода $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$. Вклад f_3 и g_3 подавлен как $(m_u + m_d)/m_B$, поэтому ими можно пренебречь.

При вычислении формфакторов слабых распадов дважды тяжелых барионов используется кварк-дикварковая модель, в которой барион рассматривается как двухчастичное состояние скалярного или аксиального дикварка (со спинами $S_d = 0$ и 1 соответственно) и кварка.

При этом в качестве последнего удобно выбрать кварк, участвующий в слабом распаде, т.к. при таком выборе спин дикварка и его внутренне состояние остаются неизменными.

Например, в случае распада $\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_{cc}^+ W^-$ нужно использовать формфакторы перехода

$$b(cs)_{S,A} \rightarrow c(cs)_{S,A} + W^-. \quad (5)$$

В приведенном выражении индексы S, A соответствуют случаям скалярного и аксиального дикварков. В результате формфактор этого распада можно записать в виде

$$F(q^2) = c_S F_S(q^2) + c_A F_A(q^2), \quad (6)$$

где $F_{S,A}(q^2)$ и $c_{S,A}$ — формфакторы и соответствующие им коэффициенты в случае скалярного и аксиального дикварков соответственно.

Эти формфакторы могут вычислены в рамках потенциальной модели и, согласно исследованию [6], определяются интегралами перекрытия.

Проблеме вычисления формфакторов посвящено достаточное количество работ, в том числе [6, 7].

Более детальное рассмотрение вычисления формфакторов в данной диссертации приведено в разделе 1.3.

Коэффициенты $c_{S,A}$ вычисляются при помощи коэффициентов Клебша-Гордана. Их точные значения можно найти в [6].

Для иллюстрации вычисления коэффициентов $c_{S,A}$ рассмотрим барион Ω_{cc}^+ .

В этом случае спин дикварка cc может принимать единственное значение $S_d = 1$ (скалярный случай невозможен из-за запрета Паули), поэтому его спинорная волновая функция может быть записана как

$$(cc)_A = c_1(\uparrow)c_2(\uparrow), \quad (7)$$

где символы \uparrow и \downarrow обозначают состояния c -кварка с проекциями спина $S_z = 1/2$ и $-1/2$ соответственно.

Волновая функция бариона с полным спином $S = 1/2$ может быть записана аналогично:

$$\Omega_{cc}^+ = c_1(\uparrow)c_2(\uparrow)s(\downarrow). \quad (8)$$

В базисе $c(cs)$ эта волновая функция примет значение

$$\Omega_{cc}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-\frac{\sqrt{3}}{2} c_1(\uparrow)(c_2s)_S + \frac{1}{2} c_1(\downarrow)(c_2s)_A + (c_1 \leftrightarrow c_2) \right], \quad (9)$$

здесь были использованы коэффициенты Клебша-Гордана.

Для бариона Ω_{bc}^0 волновая функция принимает вид

$$\Omega_{bc}^0 = -\frac{\sqrt{3}}{2} b(\uparrow)(cs)_S + \frac{1}{2} b(\downarrow)(cs)_A \quad (10)$$

Из этих выражений для распада $\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_{cc}^0 R$ можно получить

$$c_S = \frac{3\sqrt{2}}{4}, \quad c_A = \frac{\sqrt{2}}{4}. \quad (11)$$

1.3 Вычисление формфакторов

В магистерской диссертации применяются формфакторы, полученные в работе [6], используется приближение светового конуса (light-front), в котором состояние бариона $|B(P, S, S_z)\rangle$ с полным импульсом P и полным спином $S = 1/2$ связано с волновой функцией бариона Ψ^{SS_z} и состоянием системы кварк-антикварк.

В свою очередь волновая функция Ψ^{SS_z} , записанная в импульсном пространстве, связана с волновой функцией в приближении светового конуса (light front) $\phi(x, k_\perp)$. Здесь x — отношение импульса дикварка к импульсу бариона, а 3-импульс дикварка $\vec{k} = (k_\perp, k_z)$.

Тогда, учитывая нормировочные соотношения и формулу (3), после некоторых вычислений можно получить

$$H_\mu = \int \{d^3 p_2\} \frac{\phi'^*(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp)}{2\sqrt{p_1^+ p_1'^+} (p_1 \bar{P} + m_1 M_0) (p_1' \bar{P}' + m_1' M_0')} \times \bar{u}(\bar{P}', S'_z) \bar{\Gamma}'(\not{p}_1' + m_1') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (\not{p}_1 + m_1) \Gamma u(\bar{P}, S_z), \quad (12)$$

где m_1 — масса распадающегося кварка, p_1 — импульс распадающегося кварка, p_2 — импульс дикварка, $\bar{P} \equiv p_1 + p_2$, $M_0^2 \equiv \bar{P}^2$.

В случае скалярного дикварка

$$\bar{\Gamma}' = \gamma_0 \Gamma^+ \gamma_0 = \Gamma = 1 \quad (13)$$

и формула (12) принимает вид

$$H_\mu = \int \{d^3 p_2\} \frac{\phi'^*(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp)}{2\sqrt{p_1^+ p_1'^+} (p_1 \bar{P} + m_1 M_0) (p_1' \bar{P}' + m_1' M_0')} \times \bar{u}(\bar{P}', S'_z) (\not{p}_1' + m_1') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (\not{p}_1 + m_1) u(\bar{P}, S_z) \quad (14)$$

Учитывая тот факт, что формфакторы f_i относятся к векторному току, а g_i — к аксиальному, можно получить соотношения

$$\begin{aligned}
f_1(q^2) &= \int \frac{dx d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp) [k_\perp k'_\perp + (x_1 M_0 + m_1)(x'_1 M'_0 + m'_1)]}{\sqrt{[(x_1 M_0 + m_1)^2 + k_\perp^2][(x'_1 M'_0 + m'_1)^2 + k'_\perp{}^2]}}, \\
g_1(q^2) &= \int \frac{dx d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp) [-k_\perp k'_\perp + (x_1 M_0 + m_1)(x'_1 M'_0 + m'_1)]}{\sqrt{[(x_1 M_0 + m_1)^2 + k_\perp^2][(x'_1 M'_0 + m'_1)^2 + k'_\perp{}^2]}}, \\
f_2(q^2) &= \frac{1}{q_\perp^2} \int \frac{dx d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp) [-(x_1 M_0 + m_1) k'_\perp q_\perp + (x'_1 M'_0 + m'_1) k_\perp q_\perp]}{\sqrt{[(x_1 M_0 + m_1)^2 + k_\perp^2][(x'_1 M'_0 + m'_1)^2 + k'_\perp{}^2]}}, \\
g_2(q^2) &= \frac{1}{q_\perp^2} \int \frac{dx d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp) [-(x_1 M_0 + m_1) k'_\perp q_\perp - (x'_1 M'_0 + m'_1) k_\perp q_\perp]}{\sqrt{[(x_1 M_0 + m_1)^2 + k_\perp^2][(x'_1 M'_0 + m'_1)^2 + k'_\perp{}^2]}}.
\end{aligned} \tag{15}$$

В случае аксиального дикварка

$$\Gamma = -\frac{1}{\sqrt{3}} \gamma_5 \varepsilon^*(p_2, \lambda_2) \tag{16}$$

и выражения для формфакторов принимают следующий вид

$$\begin{aligned}
f_1(q^2) &= \frac{1}{8P^+ + P'^+} \int \frac{dx_2 d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp)}{6\sqrt{x_1 x'_1 (p_1 \bar{P} + m_1 M_0)(p'_1 \bar{P}' + m'_1 M'_0)}} \\
&\quad \times Tr[(\not{P} + M_0) \gamma^+ (\not{P}' + M'_0) \gamma_5 \gamma_\alpha (\not{p}'_1 + m'_1) \gamma^+ (\not{p}_1 + m_1) \gamma_5 \gamma_\beta] \\
&\quad \times \left(\frac{p^\alpha p^\beta}{m_2^2} - g^{\alpha\beta} \right) \\
g_1(q^2) &= \frac{1}{8P^+ + P'^+} \int \frac{dx_2 d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp)}{2\sqrt{x_1 x'_1 (p_1 \bar{P} + m_1 M_0)(p'_1 \bar{P}' + m'_1 M'_0)}} \\
&\quad \times Tr[(\not{P} + M_0) \gamma^+ \gamma_5 (\not{P}' + M'_0) \gamma_5 \gamma_\alpha (\not{p}'_1 + m'_1) \gamma^+ \gamma_5 (\not{p}_1 + m_1) \gamma_5 \gamma_\beta] \\
&\quad \times \left(\frac{p^\alpha p^\beta}{m_2^2} - g^{\alpha\beta} \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_2(q^2) &= -\frac{1}{8P^+ + P'^+} \frac{iq_\perp^i}{q_\perp^2} \int \frac{dx_2 d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp)}{2\sqrt{x_1 x'_1 (p_1 \bar{P} + m_1 M_0)(p'_1 \bar{P}' + m'_1 M'_0)}} \\
&\times Tr[(\not{P} + M_0) \sigma^{i+} (\not{P}' + M'_0) \gamma_5 \gamma_\alpha (\not{p}'_1 + m'_1) \gamma^+ (\not{p}_1 + m_1) \gamma_5 \gamma_\beta] \\
&\times \left(\frac{p^\alpha p^\beta}{m_2^2} - g^{\alpha\beta} \right) \\
g_2(q^2) &= \frac{1}{8P^+ + P'^+} \frac{iq_\perp^i}{q_\perp^2} \int \frac{dx_2 d^2 k_\perp}{2(2\pi)^3} \frac{\phi'(x', k'_\perp) \phi(x, k_\perp)}{2\sqrt{x_1 x'_1 (p_1 \bar{P} + m_1 M_0)(p'_1 \bar{P}' + m'_1 M'_0)}} \\
&\times Tr[(\not{P} + M_0) \sigma^{i+} \gamma_5 (\not{P}' + M'_0) \gamma_5 \gamma_\alpha (\not{p}'_1 + m'_1) \gamma^+ \gamma_5 (\not{p}_1 + m_1) \gamma_5 \gamma_\beta] \\
&\times \left(\frac{p^\alpha p^\beta}{m_2^2} - g^{\alpha\beta} \right). \tag{17}
\end{aligned}$$

Далее для удобства вычислений формфакторы параметризуются, о чем и пойдет речь ниже.

1.4 Параметризация формфакторов

Как указывалось выше, используя результаты китайских ученых, для перехода $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 W$ можно вычислить зависимость формфакторов от квадрата переданного импульса в случае скалярного и аксиального дикварков.

В нашей работе для удобства используются не сами формфакторы, а их сумма

$$F(q^2) = c_S F_S(q^2) + c_A F_A(q^2). \tag{18}$$

Нами используется следующая параметризация:

$$F(q^2) = F(0)(1 + \alpha q^2 + \beta q^4 + \gamma q^6), \tag{19}$$

где параметры $F(0)$, α , β , и γ для различных начальных и конечных состояний представлены в таблицах 1 – 6. Такая параметризация позволяет в два раза сократить число параметров для вычисления формфактора распада.

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	f_1				f_2			
	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Lambda_c^+$	0.791	0.386	0.118	0.016	-0.00794	-0.481	-0.405	-0.2
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^+$	-0.467	0.294	0.0331	0.0417	1.04	0.418	0.108	0.037
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+$	0.914	0.348	0.0818	0.0187	0.0116	1.31	0.513	0.15
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{\prime+}$	-0.538	0.247	0.0384	0.0213	1.11	0.366	0.0863	0.0276
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Sigma_c^0$	-0.661	0.294	0.0332	0.0416	1.47	0.418	0.108	0.037
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0$	0.914	0.348	0.0818	0.0187	0.0116	1.31	0.513	0.15
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime0}$	-0.538	0.247	0.0384	0.0213	1.11	0.366	0.0863	0.0276
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0$	-0.783	0.406	0.117	0.0191	0.0214	0.194	-0.0127	-0.0214
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime0}$	-0.462	0.308	0.0495	0.0408	1.05	0.425	0.116	0.0334
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^0$	-0.754	0.263	0.047	0.0205	1.59	0.376	0.0926	0.0244

Таблица 1 — Параметры формфакторов f_1, f_2 для cc барионов

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	g_1				g_2			
	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Lambda_c^+$	0.224	0.235	0.0386	-0.0045	-0.0482	0.845	-1.14	0.295
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^+$	-0.624	0.244	0.0378	0.00399	0.0447	1.61	-1.68	0.321
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+$	0.258	0.208	0.0262	-2.8×10^{-4}	-0.0608	0.364	0.289	-0.16
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{\prime+}$	-0.728	0.216	0.0305	0.00386	0.0783	0.649	0.331	-0.187
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Sigma_c^0$	-0.883	0.244	0.0378	0.00399	0.0632	1.61	-1.68	0.319
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0$	0.258	0.208	0.0262	-2.8×10^{-4}	-0.0608	0.364	0.289	-0.16
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime0}$	-0.728	0.216	0.0305	0.00386	0.0783	0.649	0.33	-0.187
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0$	-0.222	0.249	0.0375	-0.00273	0.0535	0.733	-0.778	0.103
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime0}$	-0.618	0.253	0.0398	0.00308	0.0511	1.3	-0.874	-0.133
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^0$	-1.02	0.225	0.0329	0.00381	0.119	0.671	0.297	-0.159

Таблица 2 — Параметры формфакторов g_1, g_2 для cc барионов

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	f_1				f_2			
	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Lambda_b^0$	0.554	0.421	0.205	-0.0498	-0.297	0.425	0.211	-0.05
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Sigma_b^0$	-0.32	0.406	0.107	0.0123	1.54	0.453	0.155	-0.0203
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Xi_b^0$	0.627	0.405	0.118	-0.00891	-0.301	0.423	0.131	-0.0101
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Sigma_b^-$	-0.453	0.407	0.107	0.0123	2.17	0.453	0.155	-0.0201
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Xi_b^-$	0.627	0.405	0.118	-0.00877	-0.301	0.423	0.13	-0.00994
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Xi_b^-$	-0.554	0.41	0.23	-0.0655	0.313	0.416	0.263	-0.0857
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_b^-$	-0.512	0.366	0.0841	0.013	2.38	0.416	0.121	-0.00663
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Sigma_c^{++}$	-0.094	0.118	0.0027	-3.91×10^{-4}	0.124	0.232	-0.0196	3.63×10^{-4}
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Xi_{cc}^{++}$	0.771	0.0531	0.00247	-1.02×10^{-4}	-0.0579	0.0459	3.56×10^{-4}	1.02×10^{-4}
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Lambda_c^+$	-0.104	0.194	-0.0165	3.17×10^{-4}	-0.0262	0.265	-0.0254	5.63×10^{-4}
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Sigma_c^+$	-0.0664	0.118	0.00268	-3.9×10^{-4}	0.0875	0.232	-0.0196	3.64×10^{-4}
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Xi_{cc}^+$	0.771	0.0531	0.00247	-1.02×10^{-4}	-0.0579	0.0459	3.56×10^{-4}	1.02×10^{-4}
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Xi_c^+$	-0.0944	0.203	-0.0191	4.09×10^{-4}	-0.0239	0.26	-0.0269	6.38×10^{-4}
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_{cc}^+$	0.745	0.0544	0.003	-1.52×10^{-4}	-0.0669	0.0497	0.00135	3.14×10^{-5}

Таблица 3 — Параметры формфакторов f_1, f_2 для bc барионов

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	g_1				g_2			
	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Lambda_b^0$	0.147	0.295	0.0589	-0.0201	-0.095	1.32	-0.664	-0.0546
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Sigma_b^0$	-0.414	0.292	0.0462	-0.0124	0.174	0.816	0.194	-0.479
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Xi_b^0$	0.167	0.275	0.042	-0.00782	-0.11	1.11	-0.251	-0.0448
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Sigma_b^-$	-0.586	0.292	0.0461	-0.0123	0.247	0.814	0.199	-0.482
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Xi_b^-$	0.167	0.275	0.0419	-0.00779	-0.111	1.08	-0.225	-0.0543
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Xi_b^-$	-0.146	0.296	0.0642	-0.0226	0.104	1.23	-0.717	0.00824
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_b^-$	-0.67	0.272	0.0407	-0.00635	0.32	0.181	1.08	-0.654
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Sigma_c^{++}$	-0.139	0.123	-0.00335	-1.2×10^{-4}	-0.00321	0.171	0.0308	-0.00178
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Xi_{cc}^{++}$	0.511	0.0474	0.00162	-2.64×10^{-5}	-0.0669	0.057	0.00324	-1.53×10^{-4}
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Lambda_c^+$	-0.0428	0.166	-0.00808	6.56×10^{-6}	0.0194	0.17	-0.0141	2.58×10^{-4}
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Sigma_c^+$	-0.098	0.123	-0.00336	-1.2×10^{-4}	-0.00226	0.172	0.0307	-0.00178
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Xi_{cc}^+$	0.511	0.0474	0.00162	-2.64×10^{-5}	-0.0669	0.057	0.00324	-1.53×10^{-4}
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Xi_c^+$	-0.0378	0.205	-0.0143	1.97×10^{-4}	0.0186	0.181	-0.017	3.59×10^{-4}
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_{cc}^+$	0.493	0.0491	0.00209	-6.17×10^{-5}	-0.0713	0.0578	0.00424	-2.55×10^{-4}

Таблица 4 — Параметры формфакторов g_1, g_2 для bc барионов

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	f_1				f_2			
	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Sigma_b^+$	-0.0751	0.254	-0.0267	6.45×10^{-4}	0.207	0.194	-0.0253	7.04×10^{-4}
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Xi_{bc}^+$	0.592	0.0674	0.00469	-4.29×10^{-4}	-0.266	0.0701	0.00503	-5.03×10^{-4}
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime+}$	-0.00381	-0.858	0.0343	0.0124	0.527	0.0711	0.00515	-5.22×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Lambda_b^0$	-0.101	0.168	-0.0213	5.62×10^{-4}	6.04×10^{-4}	0.169	-0.0218	5.83×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Sigma_b^0$	-0.0531	0.254	-0.0267	6.45×10^{-4}	0.146	0.194	-0.0253	7.03×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^0$	0.592	0.0674	0.00469	-4.29×10^{-4}	-0.266	0.0701	0.00503	-5.03×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime0}$	-0.00384	-0.861	0.0361	0.0122	0.527	0.0711	0.00514	-5.22×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Xi_b^0$	-0.098	0.165	-0.0216	5.84×10^{-4}	0.00121	0.167	-0.0221	6.03×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime0}$	-0.0527	0.248	-0.0271	6.75×10^{-4}	0.146	0.186	-0.0248	6.96×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Omega_{bc}^0$	0.586	0.0689	0.00465	-4.5×10^{-4}	-0.27	0.0713	0.00496	-5.23×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Omega_{bc}^{\prime0}$	-0.00302	-1.	0.032	0.0167	0.527	0.0723	0.00508	-5.43×10^{-4}

Таблица 5 — Параметры формфакторов f_1, f_2 для bb барионов

Следует отметить, что, например, в работе [6] скалярный и аксиальный формфакторы параметризуются как

$$F(q^2) = \frac{F(0)}{1 \pm \frac{q^2}{m_{fit}^2} + \delta \left(\frac{q^2}{m_{fit}^2} \right)^2} \quad (20)$$

Однако, как видно из численных параметров такой параметризации [6], в формфакторах не наблюдается характерного резонанса вблизи m_{fit} , кроме того сами значения m_{fit} для разных формфакторов одного и того же распада могут заметно отличаться друг от друга.

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	g_1				g_2			
	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}	$F(0)$	α, GeV^{-2}	β, GeV^{-4}	γ, GeV^{-6}
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Sigma_b^+$	-0.116	0.208	-0.022	5.26×10^{-4}	-0.0231	0.122	-0.015	3.78×10^{-4}
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Xi_{bc}^+$	0.376	0.0606	0.00387	-3.02×10^{-4}	-0.0131	0.11	0.00769	-5.88×10^{-4}
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime+}$	-0.312	0.0595	0.00368	-2.75×10^{-4}	-0.0448	0.0527	0.00293	-2.69×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Lambda_b^0$	-0.0336	0.204	-0.0225	5.51×10^{-4}	0.0112	0.243	-0.026	6.28×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Sigma_b^0$	-0.0822	0.208	-0.022	5.26×10^{-4}	-0.0163	0.122	-0.015	3.77×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^0$	0.376	0.0606	0.00388	-3.03×10^{-4}	-0.0135	0.109	0.00759	-5.81×10^{-4}
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime0}$	-0.312	0.0594	0.00368	-2.76×10^{-4}	-0.0454	0.0528	0.00294	-2.7×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Xi_b^0$	-0.0331	0.204	-0.0231	5.75×10^{-4}	0.0107	0.245	-0.0269	6.67×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime0}$	-0.0801	0.208	-0.0226	5.5×10^{-4}	-0.0161	0.117	-0.0149	3.84×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Omega_{bc}^0$	0.371	0.062	0.00389	-3.09×10^{-4}	-0.0152	0.111	0.00592	-5.31×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Omega_{bc}^{\prime0}$	-0.308	0.0608	0.00368	-2.8×10^{-4}	-0.0436	0.0523	0.00304	-2.82×10^{-4}

Таблица 6 — Параметры формфакторов g_1, g_2 для bb барионов

Из этого можно сделать вывод о том, что значение m_{fit} не несет за собой физического смысла, поэтому без каких-либо потерь можно выбрать другую параметризацию.

1.5 Формализм спектральных функций

Ширина распада $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 R$ по известной формуле записывается в виде

$$\Gamma = \frac{1}{2M_1} \frac{1}{2J+1} \int d\Phi_{n+1} |\mathcal{M}|^2, \quad (21)$$

где $J = 1/2$ — спин распадающегося бариона, лоренц-инвариантный фазовый объем определяется, как

$$d\Phi_n(q \rightarrow k_1 \dots k_n) = (2\pi)^4 \delta^4\left(q - \sum k_i\right) \prod \frac{d^3 k_i}{(2\pi)^3 2E_i}, \quad (22)$$

а квадрат матричного элемента (2), суммированный по поляризациям, принимает следующий вид

$$\sum |\mathcal{M}|^2 = \frac{G_F^2}{2} V_{ij}^2 a_1^2 H^\mu H^{\nu*} \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^*. \quad (23)$$

Для фазового пространства (22) справедливы следующие рекуррентные соотношения

$$\begin{aligned} d\Phi_{n+1}(p_1 \rightarrow p_2 k_1 \dots k_n) &= \frac{dq^2}{2\pi} d\Phi_2(p_1 \rightarrow p_2 q) d\Phi_n(q \rightarrow k_1 \dots k_n) = \\ &= dq^2 \frac{\lambda}{8\pi} \frac{d\Phi_n(q \rightarrow k_1 \dots k_n)}{2\pi}, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\lambda = \sqrt{1 - \left(\frac{M_2 + \sqrt{q^2}}{M_1}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{M_2 - \sqrt{q^2}}{M_1}\right)^2}, \quad (25)$$

и M_2 — масса конечного бариона. Распределение ширины распада по квадрату переданного импульса с помощью этих выражений может быть записано как

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2}{2} V_{ij}^2 a_1^2 \frac{1}{2M_1} \frac{1}{2J+1} \frac{\lambda}{8\pi} (H_T^2 \rho_T + H_L^2 \rho_L), \quad (26)$$

где $\rho_{L,T}(q^2)$ — продольная и поперечная спектральные функции, зависящие от конечного состояния R и определенные согласно

$$\int \frac{d\Phi_n(q \rightarrow k_1 \dots k_n)}{2\pi} \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) \rho_T(q^2) + q_\mu q_\nu \rho_L(q^2), \quad (27)$$

при этом квадраты продольной и поперечной частей матричного элемента записываются как

$$\begin{aligned} H_T^2 &= H^\mu H^{\nu*} (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) = \frac{1}{2M_1^2} (f_1^2 M_1^2 (-2q^4 + 2q^2 M_-^2 - q^2 M_+^2 + M_-^2 M_+^2) + \\ &12f_1 f_2 q^2 M_+ (q^2 - M_-^2) M_1 - 4f_2^2 q^2 (q^4 - q^2 M_-^2 + 2q^2 M_+^2 - 2M_-^2 M_+^2) + \\ &g_1^2 (M_- + M_+)^2 (-2q^4 - q^2 M_-^2 + 2q^2 M_+^2 + M_-^2 M_+^2) + \\ &12g_1 g_2 q^2 M_- (M_+^2 - q^2) (M_- + M_+) - \\ &4g_2^2 q^2 (q^4 + 2q^2 M_-^2 - q^2 M_+^2 - 2M_-^2 M_+^2)) \\ H_L^2 &= H^\mu H^{\nu*} q_\mu q_\nu = 2 \left(f_1^2 M_-^2 (M_+^2 - q^2) + g_1^2 M_+^2 (M_- - q^2) \right), \end{aligned} \quad (28)$$

где $M_\pm = M_1 \pm M_2$.

1.6 Переход $W \rightarrow R$ Спектральные функции

В некоторых случаях спектральные функции могут быть легко посчитаны.

Например, для полулептонного распада (на рис. 3 представлена его диаграмма) эффективный вектор поляризации W -бозона

$$\varepsilon_\mu = \bar{u}_{\nu_l}(k) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_l(p), \quad (29)$$

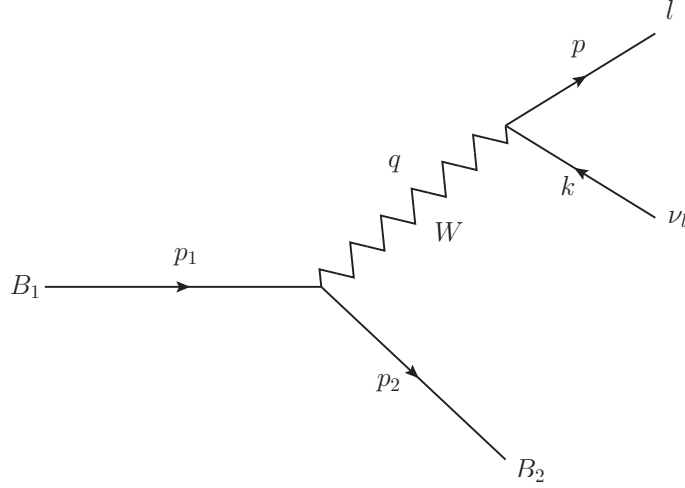


Рисунок 3 — Диаграмма для полулептонного распада

где p, k — импульсы конечных лептонов (в данной работе предполагается, что их массами можно пренебречь).

Нетрудно показать, что суммирование по лептонным поляризациям квадрата этого вектора

$$\sum_{\text{pol}} \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* = 8 \left(-g_{\mu\nu}(pk) + k_\mu p_\nu + k_\nu p_\mu + ie_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha k^\beta \right). \quad (30)$$

В результате в этом случае продольная спектральная функция тождественно равна нулю (этого можно было ожидать из-за частичного сохранения аксиального тока).

Для продольной спектральной функции имеем

$$\rho_T^{(l\nu_l)}(q^2) = \frac{1}{6\pi^2}. \quad (31)$$

Диаграммы для распадов на π и ρ мезоны тривиальны. Хорошо известно, что амплитуды переходов $W \rightarrow \pi$ и $W \rightarrow \rho$

$$\langle \pi | J_\mu | W \rangle = f_\pi k_\mu, \quad \langle \rho | J_\mu | W \rangle = f_\rho m_\rho \varepsilon_\mu^*, \quad (32)$$

соответственно, где $f_\pi = 130 \text{ MeV}$, $f_\rho = 216 \text{ MeV}$, $m_\rho = 775 \text{ MeV}$ [8].

В результате имеем:

$$\rho_T^{(\pi)}(q^2) = 0, \quad \rho_L^{(\pi)} = f_\pi^2, \quad (33)$$

$$\rho_T^{(\rho)}(q^2) = f_\rho^2, \quad \rho_L^{(\rho)} = 0. \quad (34)$$

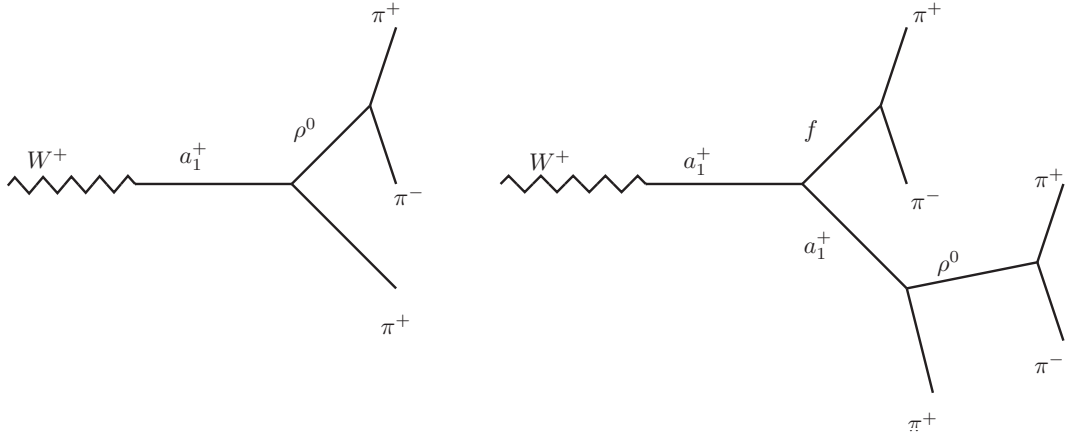


Рисунок 4 — Диаграммы для переходов $W \rightarrow 3\pi$ и $W \rightarrow 5\pi$

Для переходов $W \rightarrow 3\pi$ и $W \rightarrow 5\pi$ продольные спектральные функции тождественно равны нулю в силу частичного сохранения аксиального тока.

Форма поперечных спектральных функций может быть найдена при помощи резонансной модели (см. представленные на рис. 4 диаграммы).

Нормировка этих функций может быть получена при использовании экспериментальных значений брэнчингов распадов $\tau \rightarrow \nu_\tau + 3\pi$, $\tau \rightarrow \nu_\tau + 5\pi$ [8, 9, 10, 11].

Для этих процессов

$$H^\mu = \bar{u}(P_{\nu_\tau})\gamma^\mu(1 + \gamma_5)u(P_\tau) \quad (35)$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau R) = \frac{G_F^2}{2} \frac{1}{2m_\tau} \frac{\lambda}{8\pi} \int dq^2 (m_\tau^4 + m_\tau^2 q^2 - 2q^4) \rho_T, \quad (36)$$

где $m_\tau = 1776 \text{ MeV}$ [8] — масса τ -лептона, P_τ — его импульс, а P_{ν_τ} — импульс τ -нейтрино.

В результате (см. [12, 13, 14, 15]):

$$\rho_T^{(3\pi)}(q^2) \approx 3.93 \times 10^{-5} \left(\frac{q^2 - 9m_\pi^2}{q^2} \right)^4 \frac{1 + 190q^2}{[(q^2 - 1.06)^2 + 0.48]^2}, \quad (37)$$

$$\rho_T^{(5\pi)}(q^2) \approx 26.95 \left(\frac{q^2 - 25m_\pi^2}{q^2} \right)^{10} \frac{1 - 1.65q^2 + 0.69q^4}{[(q^2 + 2.21)^2 - 4.69]^3}, \quad (38)$$

где квадрат переданного импульса q^2 измеряется в GeV^2 .

Сравнение с последующими экспериментальными результатами [16, 17, 18, 19] показало, что эти спектральные функции подходят для теоретиче-

ского описания эксклюзивных распадов B_c -мезонов, поэтому можно ожидать, что в случае изучаемых в работе распадов они также могут быть использованы.

2 Численные результаты

Для численных вычислений в работе используются следующие значения для константы Ферми и элементов матрицы СКМ [8]:

$$\begin{aligned}
 G_F &= 1.166 \times 10^{-5}, \text{ ГэВ}^{-2}, \\
 V_{ud} &= 0.974, & V_{us} &= 0.225, & V_{ub} &= 0.00357, \\
 V_{cd} &= 0.225, & V_{cs} &= 0.974, & V_{cb} &= 0.0411.
 \end{aligned} \tag{39}$$

Значения масс начальных и конечных барионов, а также ширины распадов начальных барионов представлены в таблицах 7, 8.

\mathcal{B}	$m_{\mathcal{B}}, \text{ ГэВ}$	$\Gamma_{\mathcal{B}}, \text{ пс}^{-1}$	\mathcal{B}	$m_{\mathcal{B}}, \text{ ГэВ}$	$\Gamma_{\mathcal{B}}, \text{ пс}^{-1}$
Ξ_{cc}^{++}	3.627	3.3	Ξ_{cc}^+	3.627	10.
Ω_{cc}^+	3.65	3.7	Ξ_{bb}^0	10.31	2.7
Ξ_{bb}^-	10.32	2.7	Ω_{bb}^-	10.45	1.2
Ξ_{bc}^+	6.914	4.1	Ξ_{bc}^0	6.914	11.
Ω_{bc}^0	7.136	4.5	$\Xi_{bc}'^+$	6.914	4.1
$\Xi_{bc}'^0$	6.914	11.	$\Omega_{bc}'^0$	7.136	4.5

Таблица 7 — Массы и ширины распада начальных дважды тяжелых барионов

\mathcal{B}	$m_{\mathcal{B}}, \text{ ГэВ}$	\mathcal{B}	$m_{\mathcal{B}}, \text{ ГэВ}$	\mathcal{B}	$m_{\mathcal{B}}, \text{ ГэВ}$
Λ_c^+	2.286	Σ_c^{++}	2.454	Σ_c^+	2.453
Σ_c^0	2.454	Ξ_c^+	2.486	$\Xi_c'^+$	2.576
Ξ_c^0	2.471	$\Xi_c'^0$	2.578	Ω_c^0	2.695
Λ_b^0	5.620	Σ_b^+	5.811	Σ_b^0	5.814
Σ_b^-	5.816	Ξ_b^0	5.793	$\Xi_b'^0$	5.935
Ξ_b^-	5.795	$\Xi_b'^-$	5.935	Ω_b^-	6.046

Таблица 8 — Массы конечных дважды тяжелых барионов

2.1 Анализ распадов и некоторые распределения

В первую очередь рассмотрим полуплептонный распад.

Используя приведенные выше формулы ((26), (28), (31)), легко посчитать брэнчинги рассматриваемых распадов.

На рис. 5, 6, 7 слева представлены три типичных распределения переданного импульса на примере распадов $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 l \nu_l$, $\Sigma_b^0 \rightarrow \Xi_{bb}^- l \nu_l$, $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ l \nu_l$.

На втором из них виден характерный пик, но, несомненно, он не связан с каким-либо резонансом, а вызван интерференцией формфакторов.

Кроме того, используя формализм спектральных функций, невозможно получить распределения по другим переменным Далица. Однако в случае трехчастичного полуплептонного распада можно использовать формулы Далица для их вычисления.

Распределения по инвариантной массе барион-лептонной пары для рассмотренных выше распадов показаны справа на тех же рисунках.

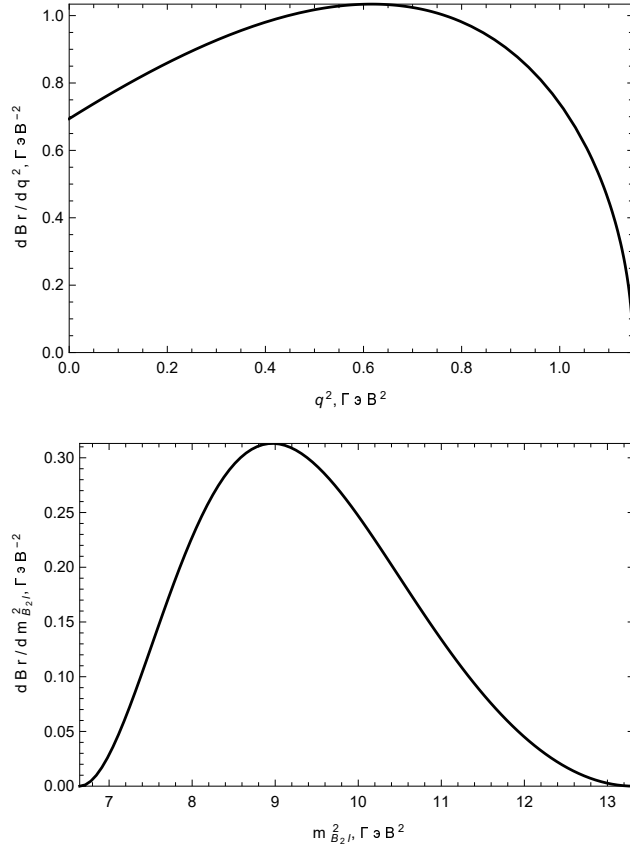


Рисунок 5 — $d\text{Br}/dq^2$ и $d\text{Br}/dm_{B_2l}^2$ для распада $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 l \nu_l$

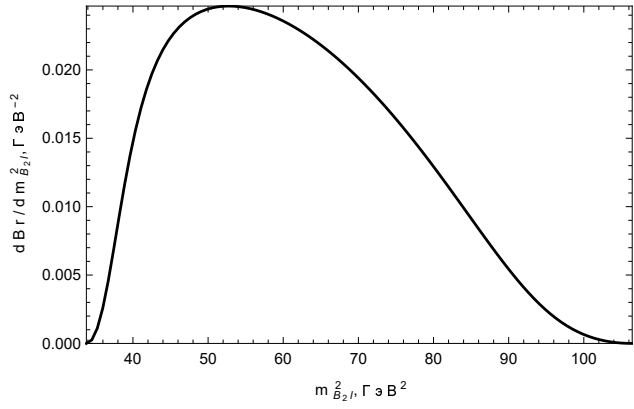
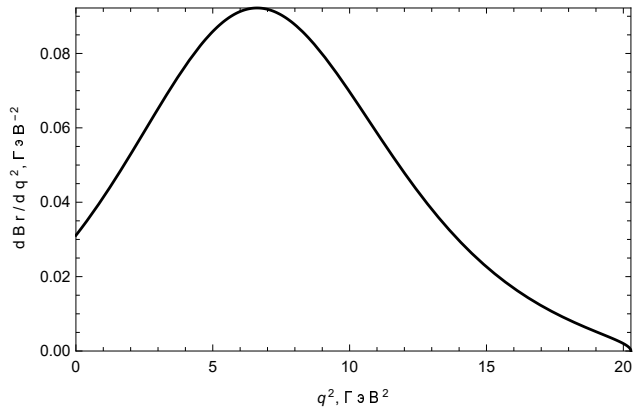


Рисунок 6 — $d\text{Br}/dq^2$ и $d\text{Br}/dm_{B_{2l}}^2$ для распада $\Xi_{bb}^- \rightarrow \Sigma_b^0 l \nu_l$

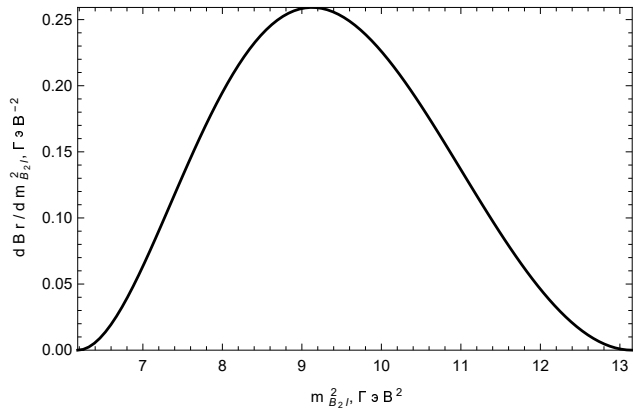
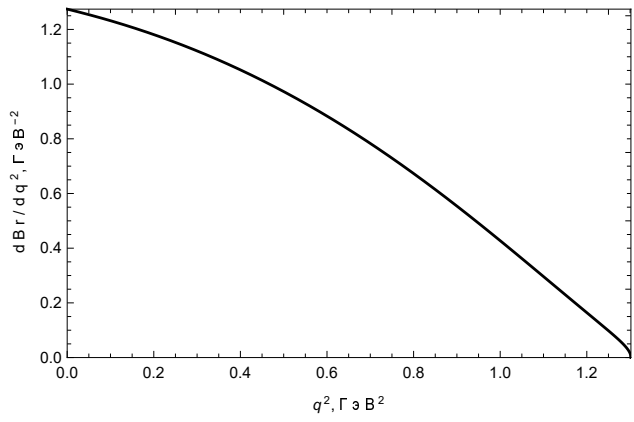


Рисунок 7 — $d\text{Br}/dq^2$ и $d\text{Br}/dm_{B_{2l}}^2$ для распадов $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ l \nu_l$

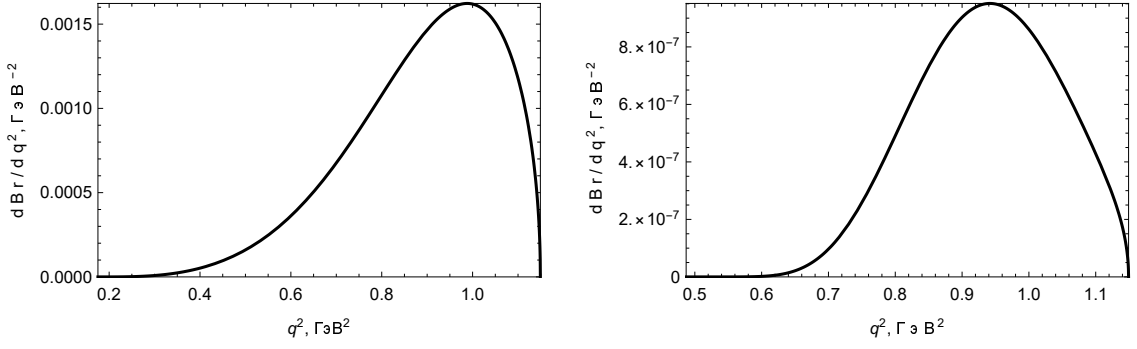


Рисунок 8 — $d\text{Br}/dq^2$ для распадов $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 3\pi$ и $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 5\pi$

Такой подход невозможно использовать в случае большого количества конечных частиц, поэтому для описания конечных состояний $R = 3\pi, 5\pi$ можно использовать только описанный выше формализм спектральных функций для получения распределений брэнчингов по инвариантной массе системы легких мезонов.

В случае распадов $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 3\pi$ $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 5\pi$, например, такие распределения показаны на рисунке 8.

2.2 Брэнчинги распадов

Используя представленные ранее выражения (26, 28, 31) и вычислив спектральные функции, можно вычислить брэнчинги рассматриваемых распадов (их значения в процентах представлены в таблицах 9, 10 и 11 для cc , bc и bb барионов соответственно).

Данные, представленные в этих таблицах, наглядно показывают, что брэнчинги некоторых распадов довольно велики (например, $\text{Br}(\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_b^- \rho) = 17.6\%$), поэтому можно ожидать, что они могут быть экспериментально зарегистрированы.

Кроме того, некоторые брэнчинги распадов на 3π заметно отличны от нуля (например, $\text{Br}(\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_b^- 3\pi) = 1.33\%$). Распады на 5π заметно подавлены, но в некоторых случаях также наблюдаемы.

Анализ данных, представленных в таблице 9 показывает, что для бариона Ξ_{cc}^{++} самые высокие брэнчинги имеют распады на $\Xi_c^+ \rho$ ($\text{Br}=17.6\%$) и $\Xi_c^+ 2\pi$ ($\text{Br}=14.3\%$). Для бариона Ω_{cc}^+ — $\Omega_c^0 \rho$ ($\text{Br}=22.6\%$), $\Omega_c^0 2\pi$ ($\text{Br}=17.1\%$).

Представленные в диссертации брэнчинги распадов дважды тяжелых

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	Modes					
	$l\nu_l$	π	ρ	2π	3π	5π
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Lambda_c^+$	0.494	0.22	0.993	0.865	0.204	2.7×10^{-4}
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^+$	0.45	0.175	1.05	0.905	0.186	$9. \times 10^{-5}$
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+$	4.99	4.84	12.3	10.2	0.989	3.9×10^{-4}
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+$	5.98	4.02	17.6	14.3	1.31	5.6×10^{-4}
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Sigma_c^0$	0.299	0.117	0.698	0.601	0.123	$6. \times 10^{-5}$
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0$	1.65	1.6	4.08	3.37	0.328	1.3×10^{-4}
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^0$	1.98	1.34	5.86	4.74	0.434	1.9×10^{-4}
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0$	0.208	0.171	0.512	0.425	0.0492	$2. \times 10^{-5}$
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^0$	0.249	0.142	0.711	0.584	0.0649	$3. \times 10^{-5}$
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^0$	6.66	6.5	22.6	17.1	0.735	2.1×10^{-4}

Таблица 9 — Бренчинги распадов cc барионов в процентах

барионов с образованием лептонной пары, π или ρ мезонов согласуются с результатами, представленными в работах других ученых, что подтверждает полученные результаты исследования.

Следует, однако, подчеркнуть, что во многих работах полностью игнорируется ширина ρ -мезона. Известно, что в некоторых случаях такое приближение может быть ненадежным. В результате полученные бренчинги в рамках формализма спектральных функций (столбец 2π в таблицах 9, 10, 11) отличаются от результатов с пренебрежением шириной ρ -мезона (см. столбец ρ в этих таблицах).

Анализ данных, представленных в таблице 10 показывает, что для бариона Ξ_{bc}^+ самые высокие бренчинги имеют распады на $\Xi_b^0 \rho$ ($\text{Br}=5.84\%$) и $\Xi_b^0 2\pi$ ($\text{Br}=4.78\%$). Для бариона Ξ_{bc}^0 — $\Xi_b^- \rho$ ($\text{Br}=2.21\%$), $\Xi_b^- 2\pi$ ($\text{Br}=1.8\%$). Для Ω_{bc}^0 — $\Omega_b^- \rho$ ($\text{Br}=16.6\%$), $\Omega_b^- 2\pi$ ($\text{Br}=13.7\%$). Эти данные позволяют обратить особенное внимание именно на эти распады в экспериментальных исследованиях.

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	Modes					
	$l\nu_l$	π	ρ	2π	3π	5π
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Lambda_b^0$	0.223	0.0255	0.486	0.417	0.0836	$7. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Sigma_b^0$	0.148	0.0174	0.403	0.335	0.0444	$2. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Xi_b^0$	2.3	0.54	5.84	4.78	0.414	1.7×10^{-4}
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Sigma_b^-$	0.112	0.0132	0.306	0.254	0.0332	$2. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Xi_b^-$	0.868	0.206	2.21	1.8	0.155	$7. \times 10^{-5}$
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Xi_b^-$	0.254	0.0223	0.511	0.444	0.104	1.3×10^{-4}
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_b^-$	6.03	0.711	16.6	13.7	1.68	7.1×10^{-4}
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Sigma_c^{++}$	0.0035	1.5×10^{-6}	2.37×10^{-4}	2.7×10^{-4}	1.4×10^{-4}	$9. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bc}^+ \rightarrow \Xi_{cc}^{++}$	1.58	0.00465	0.438	0.437	0.2	0.0544
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Lambda_c^+$	$3. \times 10^{-4}$	$3. \times 10^{-7}$	4.3×10^{-5}	$5. \times 10^{-5}$	$3. \times 10^{-5}$	$1. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Sigma_c^+$	$7. \times 10^{-4}$	2.9×10^{-7}	4.6×10^{-5}	$6. \times 10^{-5}$	$3. \times 10^{-5}$	$2. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bc}^0 \rightarrow \Xi_{cc}^+$	0.603	0.00177	0.167	0.166	0.0761	0.0207
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Xi_c^+$	$5. \times 10^{-4}$	5.5×10^{-7}	8.8×10^{-5}	$1. \times 10^{-4}$	$5. \times 10^{-5}$	$2. \times 10^{-5}$
$\Omega_{bc}^0 \rightarrow \Omega_{cc}^+$	1.87	0.00384	0.429	0.433	0.199	0.061

Таблица 10 — Бренчинги распадов bc барионов в процентах

$\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$	Modes					
	$l\nu_l$	π	ρ	2π	3π	5π
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Sigma_b^+$	0.0043	7.7×10^{-7}	4.34×10^{-4}	4.8×10^{-4}	2.5×10^{-4}	1.3×10^{-4}
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Xi_{bc}^+$	2.59	0.00198	0.568	0.577	0.272	0.088
$\Xi_{bb}^0 \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime+}$	1.15	3.28×10^{-4}	0.128	0.141	0.0734	0.0388
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Lambda_b^0$	0.0011	4.8×10^{-7}	2.23×10^{-4}	2.3×10^{-4}	1.2×10^{-4}	$4. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Sigma_b^0$	0.0022	3.9×10^{-7}	2.18×10^{-4}	2.4×10^{-4}	1.3×10^{-4}	$7. \times 10^{-5}$
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^0$	2.62	0.00199	0.572	0.582	0.274	0.0889
$\Xi_{bb}^- \rightarrow \Xi_{bc}^{\prime0}$	1.16	3.27×10^{-4}	0.128	0.141	0.0733	0.0389
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Xi_b^0$	0.002	9.5×10^{-7}	4.51×10^{-4}	4.6×10^{-4}	2.3×10^{-4}	$7. \times 10^{-5}$
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Xi_b^{\prime0}$	0.0044	7.7×10^{-7}	4.53×10^{-4}	$5. \times 10^{-4}$	2.6×10^{-4}	1.3×10^{-4}
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Omega_{bc}^0$	4.81	0.004	1.13	1.15	0.542	0.167
$\Omega_{bb}^- \rightarrow \Omega_{bc}^{\prime0}$	2.13	6.58×10^{-4}	0.256	0.281	0.148	0.0747

Таблица 11 — Бренчинги распадов bb барионов в процентах

3 Симуляция распадов

3.1 EvtGen

Для возможного последующего экспериментального изучения потребовалось создать компьютерную модель, которая описывала бы исследуемые распады дважды тяжелых барионов. Таким образом, потребовалось выбрать один из генераторов распада.

В физике высоких энергий используются различные программы для симуляции распадов (QQ, JetSet и другие).

В данной магистерской диссертации было решено использовать генератор событий EvtGen, который успешно применяется как часть программного обеспечения GAUSS LHCb. В частности, его часто используют для симуляции распадов B_c мезонов.

Программа Evtgen написана на языке C++ и содержит около 150 классов, более 25000 строк кода, а также около 80 уже разработанных физических моделей, которые помогают смоделировать большое количество различных процессов.

В процессе написания диссертации мы столкнулись с проблемой, что на момент начала нашего исследования не существовало моделей, которые учитывали бы зависимость амплитуды распада от формфакторов, а значит, существенно снижалась точность предсказаний.

На диаграмме (рис. 9) представлен алгоритм работы программы.

Рассмотрим более подробно структуру и устройство EvtGen.

Вызывая EvtGen, пользователь подаёт на вход программы название распадающейся частицы, файл DECAY.dec, в котором записана информация о распаде, а также желаемое число сгенерированных событий.

В файле evt.pdl записано описание частиц в следующем виде

```
add p Meson pi+ 211 0.139570 0 0 3 0 7804.5 101
add p Meson pi- -211 0.139570 0 0 -3 0 7804.5 0
add p Meson rho+ 213 0.7685 0.151 0.4 3 2 0 121
add p Meson rho- -213 0.7685 0.151 0.4 -3 2 0 0
```



Рисунок 9 — Структура EvtGen

Первые три столбца имеют вспомогательную функцию, далее записана информация о названии частицы, её идентификационном номере, массе, ширине, максимально допустимом отклонении массы вниз, утроенном заряде и удвоенном спине. Последние два столбца также имеют вспомога-

тельный характер.

EvtGen устроен таким образом, что к уже существующим частицам можно добавить новые (например, bb барионы) или внести поправки в данные для уже записанных частиц (например, уточнить их массу) с целью изменения параметров распада.

В EvtGen встроена возможность проверки распада на сохранение заряда, а также входящих в него частиц на соответствие конкретному типу.

Частица в EvtGen может относиться к одному из следующих типов: EvtScalarParticle, EvtDiracParticle, EvtNeutrinoParticle, EvtVectorParticle, EvtPhotonParticle, EvtTensorParticle. В таблице 12 представлены характеристики каждого из них [20].

Тип частицы	Спин	Количество состояний	Пример
EvtScalarParticle	0	1	π
EvtDiracParticle	1/2	2	e^-
EvtNeutrinoParticle	1/2	1	ν_e
EvtVectorParticle	1	3	ρ
EvtPhotonParticle	1	2	γ

Таблица 12 — Типы частиц в EvtGen

Кроме того, для симуляции требуется файл с разрешением .dec, в котором описываются сами распады, а также модель, которая будет использоваться при расчете амплитуды распада. В нашем случае типичный файл DECAY.dec выглядит следующим образом:

```
noPhotos

Decay Xi_cc++
1 Lambda_c+ e+ anti-nu_e EVTDHB;
Enddecay

Decay Xi_cc+
```

```

1 Sigma_c0 pi+ pi- pi+ EVTДНВ;
Enddecay

Decay Omega_cc+
1 Omega_c0 pi+ pi- pi+ pi- pi+ EVTДНВ;
Enddecay

End

```

Здесь noPhotos означает, что в распадах отсутствует рождение фотонов, число перед распадом означает относительный брэнчинг распада, т.е. вклад ширины распада по заданной моде относительно сумм ширин всех написанных в DECAU.dec мод распада (в случае, если рассматривается несколько мод распада одновременно).

В представленном примере рассматриваются распады бариона Ξ_{cc}^{++} на барион Λ_c^+ и лептонную пару, Ξ_{cc}^+ — на $\Sigma_c^0 3\pi$ и Ω_{cc}^+ — на $\Omega_c^0 5\pi$. При этом в каждом из распадов используется созданная нами модель EVTДНВ.

Отличительной особенностью EvtGen является то, что новые распады подключаются как модули, а для симуляции используются не вероятности, а амплитуды распадов. Это дает ряд преимуществ. В частности, модульность позволяет легко добавить к уже существующему коду свою собственную модель, которая более точно описывает исследуемые распады.

Каждая модель в EvtGen наследует классу EvtDecayBase. Кроме того, большинство моделей являются наследниками классов EvtDecayAmp, EvtDecayProb или EvtDecayIncoherent, что представлено на диаграмме (рисунок 10).

При этом класс EvtDecayAmp позволяет указать полную амплитуду распада, благодаря чему можно провести моделирование угловых распределений. Класс EvtDecayProb позволяет рассчитать вероятность распада, а класс EvtDecayIncoherent требует задания только 4-векторов, что может помочь при взаимодействии с другим генератором. Однако в последних двух, в отличие от первого, случаях теряется информация о спинах, а все рождённые частицы являются неполяризованными.

Нами была создана модель EVTДНВ, которая относится к классу

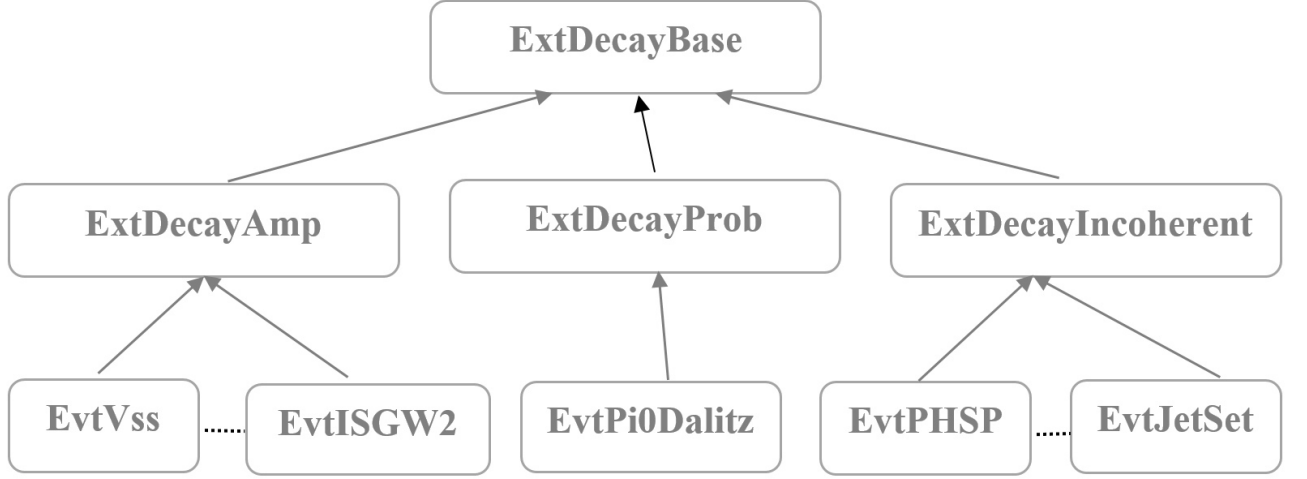


Рисунок 10 — Диаграмма наследования в EvtGen

EvtDecayAmp. В случае распада дважды тяжелых барионов такой подход является наиболее эффективным подходом к решению задачи.

Наша модель содержит два файла: EVTDHB.hh, состоящий из объявления функций и переменных, и EVTDHB.cpp, в котором написана содержательная часть кода.

Для удобства вычислений часть амплитуды распада, относящаяся к переходу $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$ (3), путём использования явного выражения для $\sigma_{\mu\nu}$ приведена к виду

$$\begin{aligned}
H^\mu = & (f_1(q^2) - f_2(q^2) \frac{M_1 + M_2}{M_1}) \bar{u}(P') \gamma_\mu u(P) + f_2(q^2) \frac{P_\mu + P'_\mu}{M_1} \bar{u}(P') u(P) \\
& - (g_1(q^2) + g_2(q^2) \frac{M_1 - M_2}{M_1}) \bar{u}(P') \gamma_\mu \gamma_5 u(P) - g_2(q^2) \frac{P_\mu + P'_\mu}{M_1} \bar{u}(P') \gamma_5 u(P)
\end{aligned} \tag{40}$$

При помощи стандартных функций EvtGen можно вычислить соответственно $\bar{u}(P') \gamma_\mu u(P)$ (см. T[0] в примере ниже), $((P_\mu + P'_\mu)/M_1) \bar{u}(P') u(P)$ (см. T[2] в примере ниже), $\bar{u}(P') \gamma_\mu \gamma_5 u(P)$ (см. T[1] в примере ниже), $((P_\mu + P'_\mu)/M_1) \bar{u}(P') \gamma_5 u(P)$ (см. T[2] в примере ниже).

Далее приводится функция HadronicAmp, которая вычисляет соответствующие выражения для конкретных поляризаций барионов и записывает их в массив T.

```
void EvtDHB::HadronicAmp(EvtParticle* parent,
```

```

    EvtParticle* child ,
    EvtVector4C* T,
    const int i ,
    const int j) {
const EvtDiracSpinor Sfinal = child->spParent(i);
const EvtDiracSpinor Sinit = parent->sp(j);
const EvtVector4R pp = parent->getP4Lab();
const EvtVector4R cp = child->getP4Lab();
const double pm = parent->mass();
const double cm = child->mass();
T[0] = EvtLeptonVCurrent(Sfinal , Sinit);
T[1] = EvtLeptonACurrent(Sfinal , Sinit);
T[2] = EvtLeptonSCurrent(Sfinal , Sinit)
* ((pp + cp) / pm);
T[3] = EvtLeptonPCurrent(Sfinal , Sinit)
* ((pp + cp) / pm);
return;
}

```

После этого в методе Decay класса EvtDHB выполняется вычисление части амплитуды, относящейся к переходу $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2$ для каждой из поляризации барионов:

```

void EvtDHB::decay(EvtParticle *b1) {
    b1->initializePhaseSpace(getNDAug(), getDaugs());
    EvtParticle *b2;
    b2 = b1->getDaug(0);
    const EvtVector4R pb1 = b1->getP4Lab();
    const EvtVector4R pb2 = b2->getP4Lab();
    EvtVector4R q = pb1 - pb2;
    const double m1 = b1->mass();
    const double m2 = b2->mass();

    const double f1 = ff(f1a , f1b , f1c , f1d , q);
    const double f2 = ff(f2a , f2b , f2c , f2d , q);
}

```



```

const double g1 = ff(g1a, g1b, g1c, g1d, q);
const double g2 = ff(g2a, g2b, g2c, g2d, q);

EvtVector4C H[2][2];
EvtVector4C T[4];
for (int i = 0; i < 2; ++i) {
    for (int j = 0; j < 2; ++j) {
        HadronicAmp(b1, b2, T, i, j);
        H[i][j] = (f1 * T[0] - g1 * T[1] + f2 * T[2]
- f2 * (m1 + m2) / m1 * T[0] - g2 * T[3]
- g2 * (m1 - m2) / m1 * T[1]);
    }
}
}

```

В случае полуплептонного распада часть амплитуды, относящаяся к переходу $W \rightarrow R$, вычисляется достаточно тривиально

```

EvtParticle *l, *nul;
l = b1->getDaug(1);
nul = b1->getDaug(2);
//Leptonic current
EvtVector4C lep[2];
lep[0] = EvtLeptonVACurrent(
l->spParent(0), nul->spParentNeutrino());
lep[1] = EvtLeptonVACurrent(
l->spParent(1), nul->spParentNeutrino());

```

В конечном итоге при помощи функции `vertex` записывается амплитуда для каждой из поляризаций барионов и электрона (в случае полуплептонного распада).

```

for (int i = 0; i < 2; ++i) {
    for (int j = 0; j < 2; ++j) {
        for (int k = 0; k < 2; ++k) {
            vertex(i, j, k, H[i][j] * lep[k]);
        }
    }
}

```

```
    }  
  }  
}
```

Итак, получив на вход название распадающейся частицы, файл DECAY.dec и число необходимых для генерации распадов, программа EvtGen читает файл DECAY.dec и на его основе создаёт дерево распада, затем определяет массы каждой из частиц, входящей в дерево распада, из файла evt.pdl. После чего производит генерацию кинематических переменных, вычисляет вероятность распада для выбранной модели и анализирует её.

Если вероятность распада слишком мала, то генерация кинематических переменных происходит заново.

Если же вероятность достаточно велика, то EvtGen записывает выходные данные в файл EvtOut.root. А значит, при помощи созданной модели EvtDHB можно сгенерировать распады дважды тяжелых барионов с учетом формфакторов.

3.2 EvtGen: результаты

В результате работы EvtGen при помощи созданной модели были построены распределения бренчингов, аналогичные полученным аналитически во второй главе данной магистерской диссертации (см. рис. 5, 6, 7, 8 и 11, 12, 13). На основе этих распределений можно сделать вывод о том, что при помощи EvtGen была создана модель, иллюстрирующая результаты данного теоретического исследования, т.к. сгенерированные и полученные аналитически распределения достаточно близки между собой.

Кроме того, EvtGen позволяет построить распределения бренчингов по переменным, недоступным при использовании формализма спектральных функций. Например, на рис. 14 показаны распределения по квадрату инвариантной массы двух пионов.

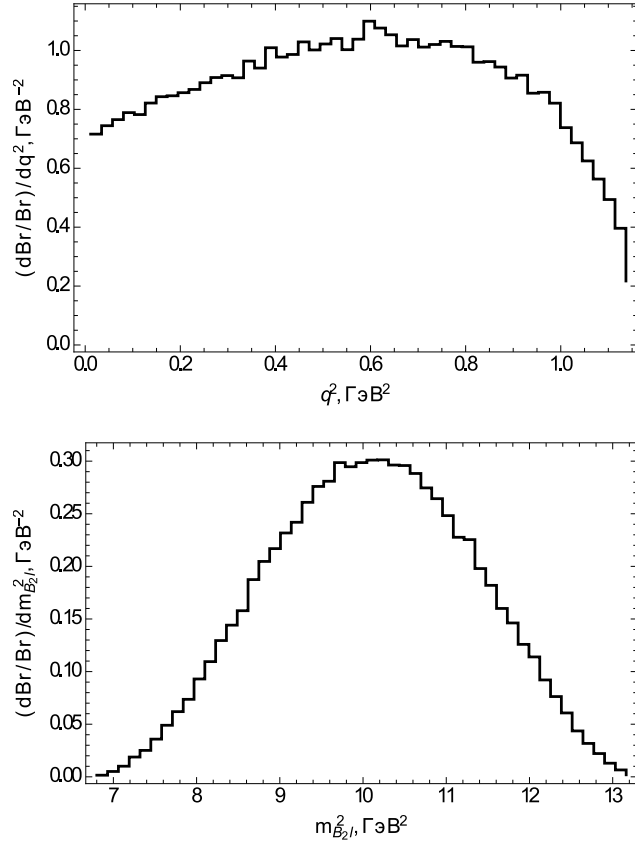


Рисунок 11 — $(d\text{Br}/\text{Br})/dq^2$ и $(d\text{Br}/\text{Br})/dm_{B_2l}^2$ для распада $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime 0} l \nu_l$

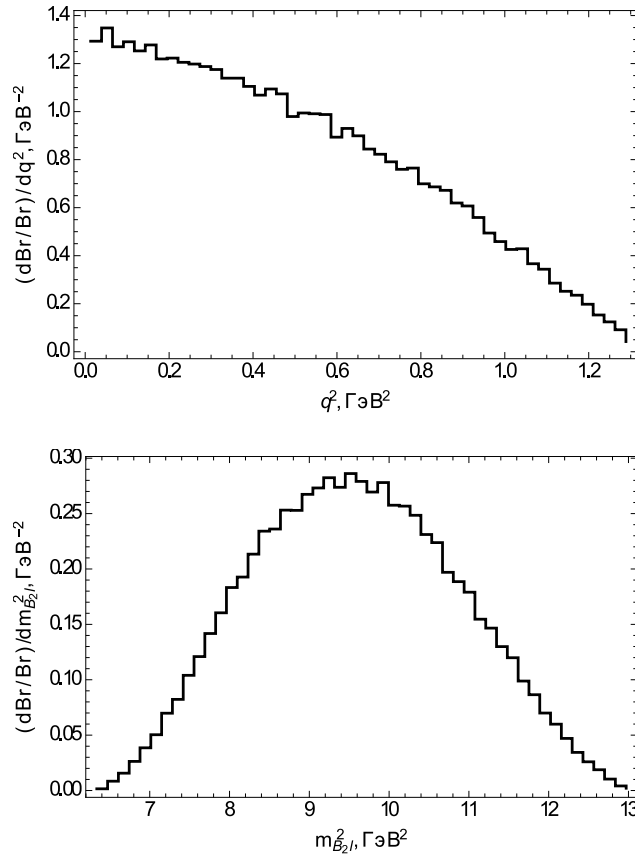


Рисунок 12 — $(d\text{Br}/\text{Br})/dq^2$ и $(d\text{Br}/\text{Br})/dm_{B_2l}^2$ для распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ l \nu_l$

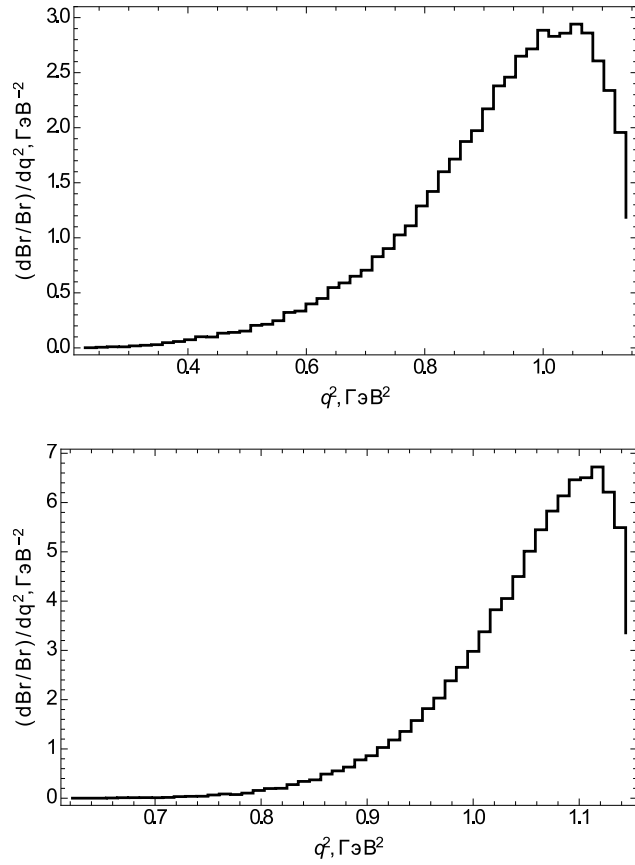


Рисунок 13 — $(d\text{Br}/\text{Br})/dq^2$ для распадов $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 3\pi$ и $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 5\pi$

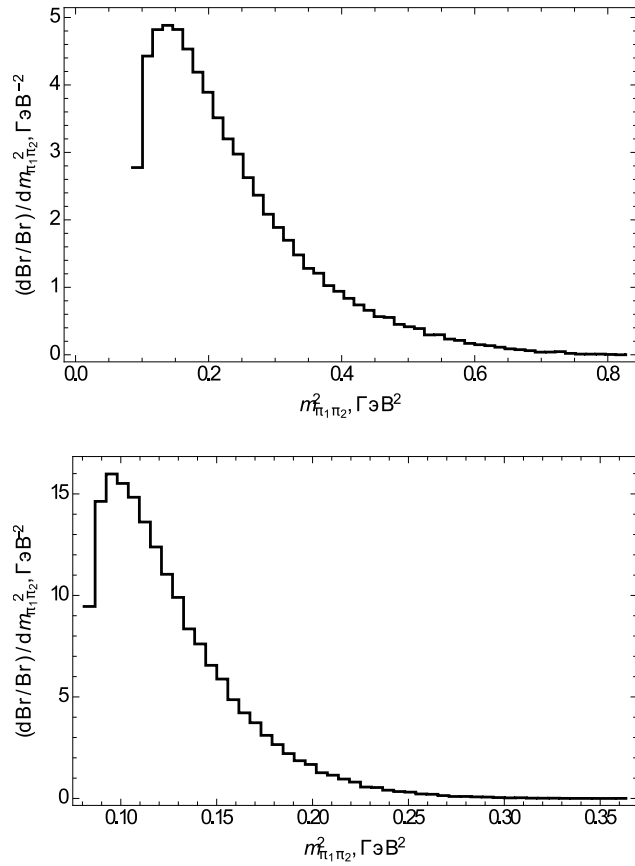


Рисунок 14 — $(d\text{Br}/\text{Br})/dm_{\pi_+\pi_-}^2$ для распадов $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 3\pi$ и $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 5\pi$

Заключение

Изучение слабых распадов дважды тяжелых барионов является актуальной проблемой не только теоретических исследований, но и имеет большое значение для последующей экспериментальной проверки.

В данной работе рассматриваются основные состояния дважды тяжелых барионов со спином $J = 1/2$, так как они могут испытывать только слабый распад (диаграмма распадов барионов представлена на рисунке 15). При этом рассматриваются эксклюзивные распады основных состояний дважды тяжелых барионов $\Xi_{Q_1 Q_2}, \Omega_{Q_1 Q_2}$ (где $Q_{1,2} = c, b$) с образованием лептонной пары либо системы из одного или нескольких заряженных π -мезонов.

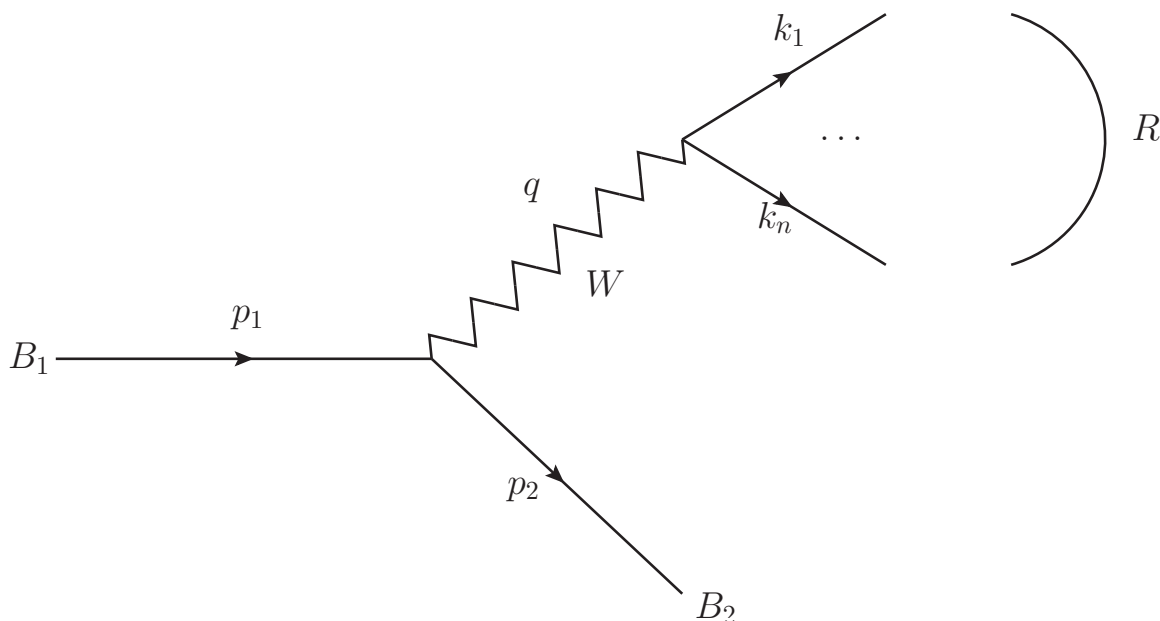


Рисунок 15 — Диграмма распадов $B_1 \rightarrow B_2 R$

Исходя из целей исследования, основное внимание было сосредоточено на изучении и анализе парциальных ширин данных распадов.

Применение теоремы факторизации позволяет сделать выводы, что эти распады связаны с распадами τ -лептона $\tau \rightarrow \nu_\tau R$ и B_c -мезона $B_c \rightarrow J/\psi R$.

Этот подход строится на том, что в обоих случаях система R образуется путем перехода виртуального W -бозона. Именно поэтому вероятность распада $B_1 \rightarrow B_2 W$ определяется сверткой дифференциальной ширины

полулептонного распада $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 \mu \nu$ и спектральной функции перехода $W \rightarrow R$.

Свертку дифференциальной ширины полулептонного распада $\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2 \mu \nu$ можно описать в терминах формфакторов слабого распада, вычисление которых возможно при помощи потенциальной модели. Спектральные функции, в свою очередь, можно определить из анализа распадов $\tau \rightarrow \nu_\tau R$ и $B_c \rightarrow J/\psi R$.

В нашем исследовании проведен анализ аналитических выражений для распределений ширин рассматриваемых распадов по квадрату переданного импульса, что позволило, используя известную параметризацию формфакторов дважды тяжелых барионов и выражения для спектральных функций, получить численные предсказания для этих распределений и проинтегрированных относительных вероятностей распадов

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2}{2} V_{ij}^2 a_1^2 \frac{1}{2M_1} \frac{1}{2J+1} \frac{\lambda}{8\pi} (H_T^2 \rho_T + H_L^2 \rho_L), \quad (41)$$

где $\rho_{L,T}(q^2)$ — продольная и поперечная спектральные функции, зависящие от конечного состояния R и определенные согласно

$$\int \frac{d\Phi_n(q \rightarrow k_1 \dots k_n)}{2\pi} \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) \rho_T(q^2) + q_\mu q_\nu \rho_L(q^2), \quad (42)$$

Полученные результаты свидетельствуют, что для некоторых процессов относительные вероятности имеют высокие показатели, так что есть возможность их экспериментального наблюдения.

Следует также отметить, что полулептонные распады дважды тяжелых барионов исследовались также в ряде других работ (см., например, [21, 22, 7]), однако приведенные там результаты несколько отличаются от полученных в нашем исследовании, что обуславливается различием использованных формфакторов. В связи с этим экспериментальное наблюдение распадов дважды тяжелых барионов является особенно актуальным.

Физика высоких энергий для симуляции распадов использует различные программы, среди которых QQ, JetSet и другие. В нашей работе было решено использовать генератор событий EvtGen, отличительной особенностью которого является способность подключать новые распады как моду-

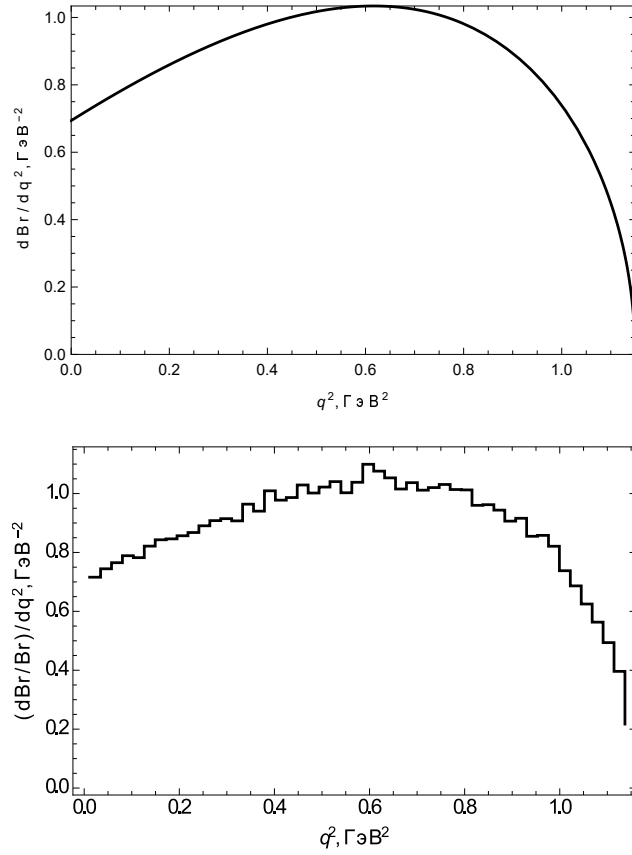


Рисунок 16 — Сравнение распределений брэнчинга, полученных аналитически (сверху) и при помощи EvtGen (снизу), на примере распада $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 l \nu_l$

ли, а для симуляции использовать не вероятности, а амплитуды распадов. EvtGen применяется как часть программного обеспечения GAUSS LHCb. В частности, его часто используют для симуляции распадов B_c мезонов.

На базе генератора Монте-Карло EvtGen была создана действующая модель, которая позволила описать исследуемые дважды тяжелые барионы и симулировать их распад. В диссертации нами было обосновано применение EvtGen, приведены его структура, примеры используемых файлов, а также кратко рассмотрен процесс написания новой модели.

Посредством EvtGen удалось получить разные типы распределения брэнчингов: как полученные аналитически, так и те, которые аналитически получить нельзя (например, по квадрату инвариантной массы пионов в распаде (см. рис. 14)).

Использование нами EvtGen раскрыло широкие возможности его применения для моделирования распадов для различных экспериментов.

В рамках данной магистерской диссертации была затронута только

часть существующей проблемы изучения слабых распадов дважды тяжёлых барионов. Интересным, на наш взгляд, было бы рассмотрение рождения легких мезонов в распадах возбужденные Р-волновых состояний дважды тяжелых барионов.

Кроме того, перспективным является более точное нахождение форм-факторов барионов, однако в данный момент решения такой задачи не существует, хотя её актуальность безусловна и требует внимания.

В будущем автор данной работы планирует более глубокое изучение затронутой темы.

Автор выражает благодарность А. К. Лиходеду и А. В. Лучинскому за помощь в подготовке данной диссертации.

Список литературы

- [1] А В. Бережной and А К. Лиходед. Дважды тяжелые барионы. Ядерная физика, 79:151–156, 01 2016.
- [2] A. Ocherashvili et al. Confirmation of the double charm baryon $\Xi^+(cc)(3520)$ via its decay to $p D^+ K^-$. Phys. Lett., B628:18–24, 2005.
- [3] Roel Aaij et al. Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} . Phys. Rev. Lett., 119(11):112001, 2017.
- [4] Roel Aaij et al. First Observation of the Doubly Charmed Baryon Decay $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$. Phys. Rev. Lett., 121(16):162002, 2018.
- [5] Gerhard Buchalla, Andrzej J. Buras, and Markus E. Lautenbacher. Weak decays beyond leading logarithms. Rev. Mod. Phys., 68:1125–1144, 1996.
- [6] Wei Wang, Fu-Sheng Yu, and Zhen-Xing Zhao. Weak decays of doubly heavy baryons: the $1/2 \rightarrow 1/2$ case. Eur. Phys. J., C77(11):781, 2017.
- [7] Yu-Ji Shi, Wei Wang, and Zhen-Xing Zhao. QCD Sum Rules Analysis of Weak Decays of Doubly-Heavy Baryons. 2019.
- [8] M. Tanabashi et al. Review of Particle Physics. Phys. Rev., D98(3):030001, 2018.
- [9] Briere et al. Branching fractions of τ leptons to three charged hadrons. Phys. Rev. Lett., 90:181802, May 2003.
- [10] J. Abdallah et al. A Measurement of the tau hadronic branching ratios. Eur. Phys. J., C46:1–26, 2006.
- [11] M. J. Lee et al. Measurement of the branching fractions and the invariant mass distributions for $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \nu_\tau$ decays. Phys. Rev., D81:113007, 2010.
- [12] A. V. Luchinsky. Production of charged π -mesons in exclusive $B_c \rightarrow V(P) + n\pi$ decays. Phys. Rev., D86:074024, 2012.

- [13] A. V. Berezhnoy, A. K. Likhoded, and A. V. Luchinsky. BC_NPI module for the analysis of $B_c^- \rightarrow J/\psi + n\pi$ and $B_c^- \rightarrow B_s + n\pi$ decays within the EvtGen package. 2011.
- [14] A. K. Likhoded and A. V. Luchinsky. Light hadron production in $B_c \rightarrow B_s^{(*)} + X$ decays. Phys. Rev., D82:014012, 2010.
- [15] A. K. Likhoded and A. V. Luchinsky. Light hadron production in $B(c) \rightarrow J/\psi + X$ decays. Phys. Rev., D81:014015, 2010.
- [16] Roel Aaij et al. Observation of $B^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ and $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^+\pi^-$ decays. Eur. Phys. J., C77(2):72, 2017.
- [17] Vardan Khachatryan et al. Measurement of the ratio of the production cross sections times branching fractions of $B_c^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ and $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ and $\mathcal{B}(B_c^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp)/\mathcal{B}(B_c^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. JHEP, 01:063, 2015.
- [18] Roel Aaij et al. Evidence for the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$. JHEP, 05:148, 2014.
- [19] R Aaij et al. First observation of the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+$. Phys. Rev. Lett., 108:251802, 2012.
- [20] Anders Ryd, David Lange, Natalia Kuznetsova, Sophie Versille, Marcello Rotondo, David P. Kirkby, Frank K. Wuerthwein, and Akimasa Ishikawa. EvtGen: A Monte Carlo Generator for B-Physics. 2005.
- [21] R. Perez-Marcial, R. Huerta, A. Garcia, and M. Avila-Aoki. Predictions for Semileptonic Decays of Charm Baryons. 2. Nonrelativistic and MIT Bag Quark Models. Phys. Rev., D40:2955, 1989. [Erratum: Phys. Rev.D44,2203(1991)].
- [22] C. Albertus, E. Hernandez, and J. Nieves. Semileptonic Decays of Spin-1/2 Doubly Charmed Baryons. PoS, QNP2012:073, 2012.