

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ им. Н.Н. БОГОЛЮБОВА

На правах рукописи

Тюлемисов Жомарт Жанатович

**Слабые распады дважды тяжелых барионов в ковариантной модели
кварков**

Специальность: 01.04.02 — Теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Дубна — 2022

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Иванов Михаил Алексеевич

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: (<https://dissertations.jinr.ru/ru/Dissertations/CalendarThesisDefenses>). С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

Ю. М. Быстрицкий

0.1 Общая характеристика работы

Актуальность работы

В 1964 году Гелл-Манн предложил [1] теорию кварков — фундаментальных частиц, из которых состоит материя. Это было сделано на основе наблюдения того, что успешный восьмеричный путь классификации адронов можно было бы объяснить естественным образом, если предположить, что адроны состоят либо из пары кварк-антикварк, либо из трех кварков (или трех антикварков). В том же году Джордж Цвейг пришел к такому же выводу независимо [2,3], анализируя подавленные сильные распады ϕ -мезона. Он назвал три составляющих “aces (тузы)”.

Существование четвертого кварка обсуждалось рядом авторов примерно в 1964 году, например, Джеймсом Бьоркеном и Шелдоном Глэшоу [4]. Но доказательств его существования было мало. Его предсказание обычно приписывают Глэшоу-Илиопулосу-Майани [5], которые предложили так называемый механизм GIM. Данный механизм запрещает нейтральные токи, изменяющие аромат, на уровне лагранжиана и древесных диаграмм. Это объясняет подавление распадов, идущих за счет слабых взаимодействий, изменяющих странность в 2 раза, т.е. переходы с $\Delta S = 2$ сильно подавлены. Первая частица, содержащая очарованные кварк и антикварк, была открыта в 1974 году и получила название J/ψ -мезон.

В 2005 году началась новая эра в исследованиях дважды очарованных барионов, когда коллаборация SELEX сообщила о наблюдении состояния со спином $1/2$, названного Ξ_{cc}^+ -барионом, с массой 3518 ± 3 МэВ [6]. SELEX (Сегментированный большой барионный спектрометр) — это эксперимент с фиксированной целью в Фермилаб. Было высказано предположение, что это дважды очарованное барионное состояние имеет изоспин- $\frac{1}{2}$ и состоит из (dsc)-кварков, а его изоспиновый партнер Ξ_{cc}^{++} имеет кварковый состав (usc). Однако, другие коллаборации: BABAR [7], Belle [8] и LHCb [9] не нашли доказательств наличия состояний Ξ_{cc}^+ и Ξ_{cc}^{++} в предполагаемой области масс — 3500 МэВ. В 2017 г. коллаборация LHCb обнаружила дважды очарованное состояние Ξ_{cc}^{++} , см. работы [10–12], в спектре инвариантных масс частиц в конечном состоянии ($\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$). LHCb — это эксперимент по физике b -кварка на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. Было измерено его время жизни $\tau(\Xi_{cc}^{++}) = 0.256_{-0.022}^{+0.024}(\text{стат}) \pm 0.014(\text{сист})$ псек [11], а масса данного состояния была равна $3621, 40 \pm 0, 72 \pm 0, 27 \pm 0, 14$ МэВ, что на ≈ 100 МэВ больше, чем масса исходного дважды очарованного барионного состояния Ξ_{cc}^+ , обнаруженного SELEX, что делало маловероятным считать эти два состояния изоспиновыми партнерами.

Последние экспериментальные данные по наблюдению распадов $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ \pi^- \pi^+$ [13] и $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ K^- \pi^+$ [14] дают только верхние границы их брэнчингов. После модернизации ЛHC планируется увеличение энергии столкновений до 14 ТэВ, улучшение светимости детектора LHCb до 10^{33}

$\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, интегральной светимости до 5 фбн^{-1} , что дает надежду на обнаружение и измерение основных мод распадов всех дважды очарованных барионов.

Следует отметить, что измеренная ЛНСб масса Ξ_{cc}^{++} -бариона согласуется с имеющимися теоретическими предсказаниями. В частности, центральное значение массы, полученного ЛНСб для Ξ_{cc}^{++} , очень близко к значениям 3610 МэВ и 3620 МэВ , предсказанным в работах [15, 16] в рамках модели одноглюонного обмена де Ружулы, Джорджи и Глэшоу [17, 18] с учетом спин-спинового взаимодействия Брейта-Ферми, а также к результатам, полученным в релятивистской модели кварк-дикваркового потенциала [19]. Аналогичные результаты были получены в работах [20, 21].

Спектроскопия дважды тяжелых барионов изучалась во многих других моделях, порою построенных на совершенно различных принципах. Среди них можно выделить нерелятивистскую кварковую модели с КХД потенциалом Бухмюллера-Тая [22], модель Изгура-Карла [23], КХД на решетке [24–27], правила сумм КХД [28–30], модель мешков [31], релятивистская кварковая модели [32].

В таблицах 1 и 2 приведены значения масс дважды очарованных барионов. Результаты, приведённые с ошибками, взяты из PDG [33], а результаты без ошибок приведены из теоретической работы [16].

Таблица 1: Очарованные барионы со спином $1/2^+$. Приняты обозначения: $[a, b]$ для антисимметричных флейворных пар, и $\{a, b\}$ для симметричных флейворных пар.

Барион	Кварковый состав	$SU(3)$	(I, I_3)	Масса(МэВ)
Λ_c^+	$c[ud]$	3^*	$(0,0)$	2286.46 ± 0.14
Ξ_c^+	$c[us]$	3^*	$(1/2, 1/2)$	2467.93 ± 0.18
Ξ_c^0	$c[ds]$	3^*	$(1/2, -1/2)$	2470.91 ± 0.25
Σ_c^{++}	cuu	6	$(1,1)$	2453.97 ± 0.14
Σ_c^+	$c\{ud\}$	6	$(1,0)$	2452.9 ± 0.4
Σ_c^0	cdd	6	$(1,-1)$	2453.75 ± 0.14
$\Xi_c^{\prime+}$	$c\{us\}$	6	$(1/2, 1/2)$	2578.4 ± 0.5
$\Xi_c^{\prime0}$	$c\{ds\}$	6	$(1/2, -1/2)$	2579.2 ± 0.5
Ω_c^0	css	6	$(0,0)$	2695.2 ± 1.7
Ξ_{cc}^{++}	ucc	3	$(1/2, 1/2)$	3621.2 ± 0.7
Ξ_{cc}^+	dcc	3	$(1/2, -1/2)$	3610
Ω_{cc}^+	scc	3	$(0,0)$	3710

Таблица 2: Очарованные барионы со спином $3/2^+$.

Барион	Кварковый состав	$SU(3)$	(I, I_3)	Масса(МэВ)
Σ_c^{*++}	cui	6	(1,1)	2518.41 ± 0.20
Σ_c^{*+}	cud	6	(1,0)	2517.5 ± 2.3
Σ_c^{*0}	cdd	6	(1,-1)	2518.48 ± 0.20
Ξ_c^{*+}	cus	6	(1/2,1/2)	2645.57 ± 0.26
Ξ_c^{*0}	cds	6	(1/2,-1/2)	2646.38 ± 0.21
Ω_c^{*0}	css	6	(0,0)	2765.9 ± 2.0
Ξ_{cc}^{*++}	ucc	3	(1/2,1/2)	3680
Ξ_{cc}^{*+}	dcc	3	(1/2,-1/2)	3680
Ω_{cc}^{*+}	scc	3	(0,0)	3760
Ω_{ccc}^{*++}	ccc	1	(0,0)	4730

Полулептонные распады барионов типа $B_1 \rightarrow B_2 + \ell \bar{\nu}_\ell$ наиболее просты для теоретического описания. Схематично, данные распады описываются кварковыми диаграммами, изображёнными на Рисунке 1. Для их количественного описания достаточно знать формфакторы слабых

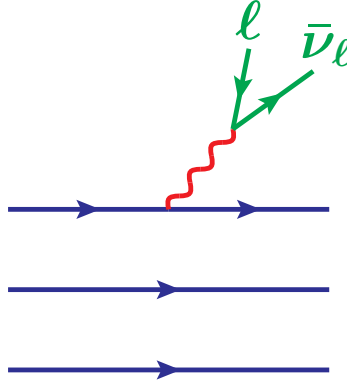
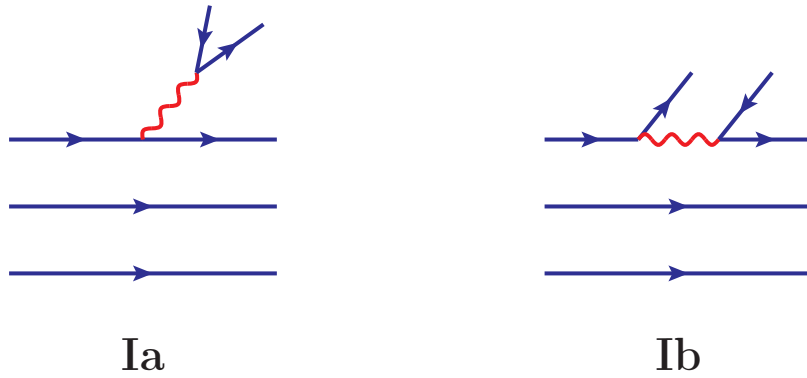


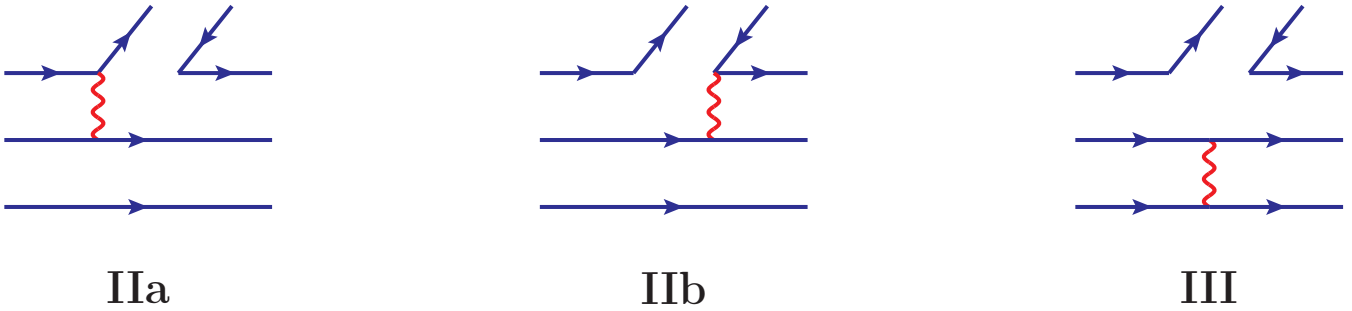
Рис. 1: Кварковая диаграмма, описывающая полулептонные распады барионов.

переходов $B_1 \rightarrow B_2$. В то же время, поскольку полулептонные распады содержат три частицы в конечном состоянии, то можно изучать угловое распределение и, связанные с ним, физические наблюдаемые. В свете этого, полулептонные распады исследовались в рамках различных подходов: нерелятивистской потенциальной модели [34]; модели, основанной на $SU(3)$ флейворной симметрии [35, 36], которая позволяет только вывести соотношения для ширин различных амплитуд; в кварк-дикварковой модели [37]; в нерелятивистской кварковой модели [38]; релятивистской кварковой модели [39]; в рамках правил сумм КХД [40]. А также в предыдущих версиях ковариантной модели кварков [41, 42].

Нелептонные двухчастичные распады барионов типа $B_1 \rightarrow B_2 + P(V)$, где P и V есть псевдоскалярные и векторные мезоны, соответственно, являются простыми кинематически. Но чрезвычайно сложными для теоретического описания. Во-первых, для описания слабых взаимодействий кварков строится эффективная теория, которая позволяет вывести эффективный гамильтониан слабых взаимодействий, содержащий четырехкварковые операторы, умноженные на соответствующие коэффициенты Вильсона. Следует отметить, что численные значения коэффициентов Вильсона в настоящее время известны на двухпетлевом уровне точности при учёте КХД и радиационных поправок [43]. Во-вторых, на кварковом уровне имеется пять топологически различных диаграмм, описывающих нелептонные двухчастичные распады барионов, изображённых на Рисунке 2. Расчёты факторизуемых диаграмм, обозначенных как Ia и Ib, не представляют труда,



Факторизуемые диаграммы



Нефакторизуемые диаграммы

Рис. 2: Кварковые диаграммы с пятью различными топологиями, описывающие нелептонные двухчастичные распады барионов.

поскольку они факторизуются на диаграмму, описывающую слабый переход $B_1 \rightarrow B_2$ и диаграмму, описывающую лептонный распад конечного мезона. Расчёты нефакторизуемых диаграмм, обозначенных как IIa, IIb и III, являются несравненно более сложными. К настоящему времени нет единого подхода к описанию всех пяти кварковых топологий. Обычно, для описания нефак-

торизуемых топологий используются полюсные модели [44, 45], в которых данные топологии моделируются диаграммами, содержащими возможные барионные резонансы с массами близкими к массе начального бариона. При этом задача сводится к расчету слабых барион-барионных переходов и сильной барион-барион-мезонных вершины, связанных между собой пропагатором промежуточного резонанса. В работе [46] для оценки нефакторизуемых вкладов используют факторизацию с учетом вклада больших расстояний в перерасеянии взаимодействия в конечном состоянии.

Цели диссертационной работы

Основной целью данной диссертационной работы является создание и применение алгоритмического аппарата для вычисления матричных элементов сильных барион-барион-мезонных вершин, слабых барион-барионных переходов и более сложных двухчастичных нелептонных распадов барионов, описываемых нефакторизуемыми кварковыми диаграммами. Данный аппарат основан на методах, применяемых в ковариантной модели кварков с инфракрасным конфайнментом, разработанной в ЛТФ ОИЯИ и широко используемой для расчетов эксклюзивных процессов с участием как мезонов и барионов, так и более сложных систем типа тетракварков. Приоритетными направлениями для применения построенного аппарата являются:

- вычисление формфактора, характеризующего сильный распад дельта изобары на нуклон и пион, и исследование его зависимости от квадрата переданного импульса пиона в евклидовой области;
- исследование полулептонных и широкого класса нелептонных распадов дважды очарованных барионов Ξ_{cc}^{++} , Ξ_{cc}^+ и Ω_{cc}^+ , идущих за счет факторизованных диаграмм. Расчеты как ширин распадов, так и поляризационных наблюдаемых, которые возникают в угловых распределениях каскадных цепочек.
- расчеты вкладов нефакторизованных кварковых диаграмм, возникающих при описании нелептонных двухчастичных распадов дважды очарованных барионов. Данные вклады описываются трехпетлевыми диаграммами, которые вычисляются, исходя из основных принципов ковариантной модели кварков.
- вычисление парциальных ширин нелептонных распадов Λ -гиперона с учетом как кварковых диаграмм с различными топологиями, так и полюсных диаграмм с промежуточными барионными резонансами.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

- Исследовать и научиться применять на практике математический аппарат ковариантной модели кварков. В частности, построить явный вид релятивистского 3-х кваркового тока с

квантовыми числами Δ -изобары. Используя построенный ток, рассчитать сильный распад Δ -изобары на нуклон и пион.

- Создать программный пакет на языке FORM, для аналитических вычислений кварковых диаграмм и сведению их к многократным параметрическим интегралам по гиперкубу.
- Создать программный пакет на языке FORTRAN для численных вычислений возникающих интегралов с использованием библиотеки NAG.
- Провести расчеты полуплептонных и широкого класса нелептонных распадов дважды очарованных барионов Ξ_{cc}^{++} , Ξ_{cc}^+ и Ω_{cc}^+ , идущих за счет факторизованных диаграмм.
- Разработать и реализовать алгоритм для расчета трехпетлевых кварковых диаграмм, возникающих при вычислении нефакторизованных вкладов в нелептонные двухчастичные распады очарованных барионов. Применить данный алгоритм для вычисления нелептонных распадов Ξ_{cc}^{++} и Ω_{cc}^+ барионов с целью количественного сравнения факторизованных и нефакторизованных вкладов.
- Вычислить парциальные ширины нелептонных распадов Λ -гиперона $\Lambda \rightarrow p(n) + \pi^{-(0)}$ с учетом как кварковых диаграмм с различными топологиями, так и полюсных диаграмм с промежуточными барионными резонансами.

Научная новизна:

- Впервые разработан алгоритм для вычисления трёхпетлевых кварковых диаграмм, возникающих при вычислении нефакторизуемых вкладов в нелептонных двухчастичных распадов барионов.
- Используя данный алгоритм, впервые вычислены ширины распадов дважды очарованных барионов $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + \bar{K}^0(\bar{K}^{*0})$ и $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \pi^+(\rho^+)$. Показано, что вклады нефакторизуемых диаграмм, вообще говоря, не подавлены по сравнению с вкладом факторизуемых диаграмм. Исключение составляют лишь моды распадов, для которых работает теорема Кёрнера-Пати-Ву.

Теоретическая и практическая значимость

Открытие дважды очарованного бариона Ξ_{cc}^{++} коллаборацией LHCb в 2017 году послужило мощным толчком для теоретического анализа слабых двухчастичных распадов дважды очарованных барионов. Буквально на следующий год коллаборация LHCb сообщила о первом наблюдении распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \pi^+$, пока без количественных оценок его ширины. Немногие теоретические работы на эту тему, в основном, используют для оценки ширин данных распадов либо

вклады лишь факторизуемых диаграмм, либо полюсные модели с промежуточными барионными резонансами. Поэтому разработанный метод для вычисления как факторизуемых диаграмм, так и нефакторизуемых, представляет несомненный интерес как для теоретиков, так и для экспериментаторов. Эффективность и надёжность метода подтверждена вычислением сильного формфактора и ширины распада Δ -изобары $\Delta \rightarrow \pi + N$, а также расчетами хорошо измеренных нелептонных двухчастичных распадов Λ -гиперона $\Lambda \rightarrow p\pi^- (n\pi^0)$ с учетом как всех возможных кварковых диаграмм, так и диаграмм с резонансными вкладками. Совокупно на работы по теме диссертации было сделано 38 ссылок.

Методология и методы исследования.

Все аналитические расчеты проводились в рамках ковариантной модели кварков с инфракрасным конфайнментом. Был создан программный пакет на языке FORM, для аналитических вычислений кварковых диаграмм и сведению их к многократным параметрическим интегралам по гиперкубу. Для численных вычислений были созданы пакеты на языке FORTRAN с использованием библиотеки NAG.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1 Впервые разработан единый алгоритм для вычисления как факторизуемых, так и более сложных нефакторизуемых вкладов, возникающих при описании нелептонных двухчастичных распадов барионов.
- 2 На основе предложенного алгоритма вычислены ширины распадов дважды очарованных барионов $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + \bar{K}^0 (\bar{K}^{*0})$ и $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \pi^+ (\rho^+)$.
- 3 Показано, что вклады нефакторизуемых диаграмм, вообще говоря, не подавлены по сравнению с вкладками факторизуемых диаграмм. Исключение составляют лишь моды распадов, для которых работает теорема Кёрнера-Пати-Ву.
- 4 Используя релятивистские 3-х кварковые токи Δ -изобары и нуклона, получено микроскопическое описание мезон-барионной $\Delta\pi N$ -сильно-взаимодействующей вершины. Показано, что поведение сильного формфактора в евклидовой области квадрата переданного импульса пиона согласуется с феноменологическими параметризациями, используемыми в моделях $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействий.
- 5 Вычислены парциальные ширины нелептонных распадов Λ -гиперона $\Lambda \rightarrow p(n) + \pi^{-(0)}$ с учетом как кварковых диаграмм с различными топологиями, так и полюсных диаграмм с промежуточными барионными резонансами. Исследована зависимость вычисленных парциальных ширин от параметра, характеризующего размер Λ -гиперона, и найдена достаточно узкая область его значений, при которых воспроизводятся экспериментальные данные.

Достоверность полученных результатов обеспечивается их согласием с экспериментальными данными в тех случаях, когда они имеются. В случае нелептонных распадов дважды очарованных барионов в настоящее время экспериментальные данные пока отсутствуют, поэтому наши результаты сравниваются с результатами других теоретических подходов и являются ориентиром для будущих экспериментов.

Апробация работы.

Результаты диссертации докладывались на следующих семинарах и конференциях:

- The XXV International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, BLTP JINR, *Nonleptonic decay of the Λ hyperon*;
- The XXIV International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, BLTP JINR, *Nonleptonic weak decays of charmed baryons*;
- III Международный научный форум «Ядерная наука и технологии», *Weak factorizable decays of doubly heavy baryon*;
- Helmholtz International Summer School - DIAS-TH "Theory at the Limits: from Strong Fields to Heavy Quarks BLTP JINR, *Strong Δ -isobar decay in covariant quark model*;
- Семинар "Физика адронов ЛТФ, Дубна, (2016), *Нелептонные распады дважды тяжелых барионов*;
- Семинар "Физика адронов ЛТФ, Дубна, (2016), *Кварковая структура Δ -изобары в ковариантной модели кварков*;

Публикации.

Результаты диссертации были опубликованы в 6 рецензируемых журналах:

- 1 М. А. Иванов, G. Nurbakova and Z. Tyulemissov, *Δ Isobar decay in covariant quark model*, Phys. Part. Nucl. Lett. **15**, no.1, 1-11 (2018)
- 2 T. Gutsche, M. A. Ivanov, J. G. Körner, V. E. Lyubovitskij and Z. Tyulemissov, *Ab initio three-loop calculation of the W -exchange contribution to nonleptonic decays of double charm baryons*, Phys. Rev. D **99**, no.5, 056013 (2019)
- 3 T. Gutsche, M. A. Ivanov, J. G. Körner, V. E. Lyubovitskij and Z. Tyulemissov, *Analysis of the semileptonic and nonleptonic two-body decays of the double heavy charm baryon states Ξ_{cc}^{++} , Ξ_{cc}^+ and Ω_{cc}^+* , Phys. Rev. D **100**, no.11, 114037 (2019)

- 4 M. A. Ivanov, J. G. Körner, V. E. Lyubovitskij and Z. Tyulemissov, *Analysis of the nonleptonic two-body decays of the Λ hyperon*, Phys. Rev. D **104**, no.7, 074004 (2021)
- 5 Z. Tyulemissov, A. Issadykov and K. Nurlan, *Weak Decays of Heavy Baryons*, AIP Conf. Proc. **2377**, no.1, 090007 (2021)
- 6 A. Issadykov, Z. Tyulemissov and K. Nurlan, AIP Conf. Proc. **2377**, no.1, 090003 (2021)

Личный вклад автора

Автор диссертации принимал активное участие в постановке задач диссертации, разработке алгоритмов вычислительных схем и программного пакета для реализаций их решений, анализе результатов и написании статей. Вклад соискателя в результаты диссертации является определяющим.

Структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, библиографии и приложения. Общий объем диссертации состоит из 84 страниц, которые содержат 23 таблиц и 12 рисунков. Библиография занимает 10 страниц и содержит 164 ссылки.

Содержание работы

Во **введении** описывается историческое развитие и последние экспериментальные данные физики очарованных барионов, обсуждается научная новизна и значимость работы, формулируются основные положения выносимые на защиту кандидатской диссертации.

Первая глава посвящена описанию математического аппарата ковариантной модели кварков, которая используется для описания слабых распадов дважды очарованных барионов. Ковариантная модель кварков (КМК) – построена на принципах квантовой теории поля. Исходным объектом является релятивистски инвариантный лагранжиан, описывающий взаимодействие адрона с его конституэнтными кварками. Условие связности из работ Салама и Вайнберга [47, 48] позволяет вычислить константу связи лагранжиана взаимодействия. КМК использует кварковые пропагаторы представления Фока-Швингера, поворот Вика и гауссово интегрирование. В конечном счете можно перейти от вычисления петлевых интегралов к численному вычислению интегралов по параметрам Фока-Швингера. Однако, данные интегралы содержат точки ветвления по кинематическим переменным, поскольку исходно использовались свободные пропагаторы Дирака для описания кварков. В частности, это приводит к появлению мнимых частей, соответствующих рождению кварков. Чтобы избежать проблемы конфайнмента кварков, в модели используется анзац конфайнмента.

Приведены свободные параметры КМК: параметры Λ_H , описывающие эффективные размеры адронов, универсальный параметр инфракрасного обрезания λ , который характеризует область конфайнмента, и массы конституэнтных кварков m_q . Эти параметры определяются по экспериментальным данным и/или по результатам КХД на решетке с помощью фитирования. В число величин для фитирования включаются константы лептонных распадов как псевдоскалярных, так и векторных мезонов, а также некоторые хорошо установленные ширины распадов.

Во **второй главе** изучен сильный распад Δ -изобары в рамках КМК. Получен трёхкварковый ток для бариона с квантовыми числами $J^p = \frac{3}{2}^+$:

$$(J^{\mu\alpha})^{k_1 k_2 k_3}(x) = \iiint dx_1 dx_2 dx_3 \delta\left(x - \sum_{i=1}^3 w_i x_i\right) \Phi_{\Delta} \left[\sum_{i<j} (x_i - x_j)^2 \right] \times (J_{3q}^{\mu\alpha})^{k_1 k_2 k_3}(x_1, x_2, x_3),$$

$$(J_{3q}^{\mu\alpha})^{k_1 k_2 k_3}(x_1, x_2, x_3) = \varepsilon^{a_1 a_2 a_3} \Gamma_{\alpha; \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3}^{\mu} q_{a_1 \alpha_1}^{k_1}(x_1) q_{a_2 \alpha_2}^{k_2}(x_2) q_{a_3 \alpha_3}^{k_3}(x_3). \quad (1)$$

где согласно матрица Γ^{μ} записывается в виде $\Gamma_{\alpha; \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3}^{\mu} = (\Gamma_1)_{\alpha\alpha_1} \otimes (\Gamma_2)_{\alpha_2\alpha_3} = (I)_{\alpha\alpha_1} \otimes (C\gamma^{\mu})_{\alpha_2\alpha_3} - \frac{i}{2}(\gamma_{\nu})_{\alpha\alpha_1} \otimes (C\sigma^{\mu\nu})_{\alpha_2\alpha_3}$, Φ_{Δ} – функция взаимодействия трёх конституэнтных кварков с координатами x_1, x_2, x_3 и массами m_1, m_2, m_3 , соответственно. Переменная w_i задаётся выражением $w_i = m_i/(m_1 + m_2 + m_3)$ так, что $\sum_{i=1}^3 w_i = 1$. Легко видеть, что Φ_{Δ} симметрична относительно

но перестановок $x_i \leftrightarrow x_j$. На основании тождеств Фирца и условий Рариты-Швингера было доказано, что трёхкварковый интерполяционный ток 1 имеет единственную форму.

Рассмотрев второй порядок разложения S-матрицы по теории возмущений получен массовый оператор Δ -изобары. На основе массового оператора получена константа связи.

Ширина двухчастичного распада имеет вид

$$\Gamma(\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+) = \frac{G_{\Delta p\pi}^2(Q^2)}{24\pi} |\mathbf{q}|^3 \left[\left(1 + \frac{m_N}{m_\Delta}\right)^2 - \frac{m_\pi^2}{m_\Delta^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь $|\mathbf{q}|$ — есть импульс пиона в системе покоя Δ -изобары.

Рассмотрено поведение сильного формфактора $G_{\Delta p\pi}(Q^2)$ в евклидовой области квадрата переданного импульса $Q^2 = -q^2$. Для удобства исследован график функции $G(Q^2) = \frac{G_{\Delta p\pi}(Q^2)}{G_{\Delta p\pi}(0)}$, нормированный на 1 при $Q^2 = 0$. Результат численного вычисления удобно аппроксимировать функцией дипольного вида

$$G(Q^2) = \frac{1}{[1 + Q^2/\Lambda_D^2]^2}, \quad (3)$$

где параметр $\Lambda_D = 0.93$ ГэВ. Поведение функции $G(Q^2)$ в интервале $0 \leq Q^2 = -q^2 \leq 2.5$ ГэВ² приведено на рис.3. Для сравнения приведены результаты других теоретических подходов [49–51] и результаты вычислений на решётке [52]. Для построения графика №3 на рис.3 мы использовали параметризацию, данную в работе [50]

$$G(\mathbf{q}^2) = \frac{1}{[1 + \mathbf{q}^2/\lambda_1^2 + \mathbf{q}^4/\lambda_2^4]}, \quad (4)$$

где численные значения параметров $\lambda_1 = 0.594$ GeV, $\lambda_2 = 0.998$ GeV. Мы использовали связь $\mathbf{q}^2 = q_0^2 + Q^2$, явный вид приведён в Приложении А ур.(A.1). Видно, что поведение нашей кривой почти идеально согласуется с поведением кривой, полученной в работе [50].

Численные значения $G_{\Delta p\pi}(Q^2)$ приведены в Таблице 3.

Таблица 3: Константы связи $G_{\Delta p\pi}(Q^2)$ [ГэВ⁻¹]

Эксп.	КМК [53]	[49]	[50]	[51]	[54]	[55]	[56]	[57]
15.4±2.9	15.2	17.0	11.1	14.98	14.85	17.8	15.2	13.4±5.4

В **третьей главе** изучены слабые распады дважды очарованных барионов в КМК. Матричный элемент эксклюзивного нелептонного распада $B_1(p_1, \lambda_1) \rightarrow B_2(p_2, \lambda_2) + M(q, \lambda_M)$ записывается как

$$M(B_1 \rightarrow B_2 + M) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ij} V_{kl}^* C_{\text{eff}} f_M M_M \langle B_2 | \bar{q}_2 O_\mu q_1 | B_1 \rangle \epsilon^{\dagger\mu}(\lambda_M), \quad (5)$$

где $M = V$ и $M = P$ соответствуют случаю векторного и псевдоскалярного мезона, а M_M и f_M — соответствующие массы M_V , M_P и лептонные константы f_V , f_P . Матрица O^μ определена как $O^\mu = \gamma^\mu(1 - \gamma^5)$. Здесь V_{ij} — элементы матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы: $V_{ud} = 0.97420$ и $V_{cs} = 0.997$.

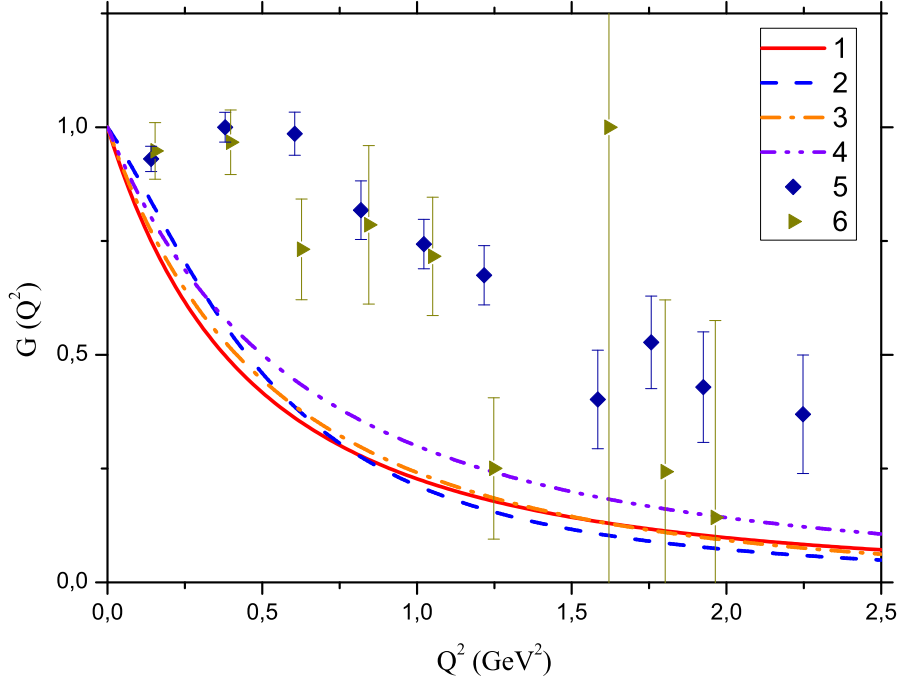


Рис. 3: Поведения сильного формфактора Δ -изобары в рамках различных теоретических подходов, 1 — данная работа, 2 — QCM-модель [49], 3 — RCQM-модель [50], 4 — работа [51], точки 5,6 — результаты вычислений на решётке [52] для $m_\pi = 297$ МэВ $m_\pi = 330$ МэВ, соответственно

Здесь C_{eff} — комбинация коэффициентов Вильсона ($C_2 + \xi C_1$), где $\xi = 1/N_c$, а N_c — количество цветов, в случае излучения нейтрального мезона цветовой фактор имеет вид ($C_1 + \xi C_2$). Мы использовали $C_1 = -0.51$, а $C_2 = 1.20$ при $\mu = m_c = 1.3$ ГэВ из работы [43]. Мы использовали предел больших N_c . Адронный матричный элемент $\langle B_2 | \bar{q}_2 O^\mu q_1 | B_1 \rangle$ может быть выражен через шесть ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$) или восемь ($1/2^+ \rightarrow 3/2^+$) безразмерных инвариантных формфакторов $F_i^{V/A}(q^2)$, соответственно. Для перехода $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ имеем:

$$\begin{aligned}
\langle B_2 | \bar{q}_2 \gamma_\mu q_1 | B_1 \rangle &= \\
\bar{u}(p_2, s_2) &\left[\gamma_\mu F_1^V(q^2) - i\sigma_{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_1} F_2^V(q^2) + \frac{q_\mu}{M_1} F_3^V(q^2) \right] u(p_1, s_1), \\
\langle B_2 | \bar{q}_2 \gamma_\mu \gamma_5 q_1 | B_1 \rangle &= \\
\bar{u}(p_2, s_2) &\left[\gamma_\mu F_1^A(q^2) - i\sigma_{\mu\nu} \frac{q_\nu}{M_1} F_2^A(q^2) + \frac{q_\mu}{M_1} F_3^A(q^2) \right] \gamma_5 u(p_1, s_1),
\end{aligned} \tag{6}$$

а для случая $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$:

$$\begin{aligned}
\langle B_2^* | \bar{q}_2 \gamma_\mu q_1 | B_1 \rangle &= \bar{u}^\alpha(p_2, s_2) \left[g_{\alpha\mu} F_1^V(q^2) + \gamma_\mu \frac{p_{1\alpha}}{M_1} F_2^V(q^2) + \frac{p_{1\alpha} p_{2\mu}}{M_1^2} F_3^V(q^2) \right. \\
&\quad \left. + \frac{p_{1\alpha} q_\mu}{M_1^2} F_4^V(q^2) \right] \gamma_5 u(p_1, s_1), \\
\langle B_2^* | \bar{q}_2 \gamma_\mu \gamma_5 q_1 | B_1 \rangle &= \bar{u}^\alpha(p_2, s_2) \left[g_{\alpha\mu} F_1^A(q^2) + \gamma_\mu \frac{p_{1\alpha}}{M_1} F_2^A(q^2) + \frac{p_{1\alpha} p_{2\mu}}{M_1^2} F_3^A(q^2) \right. \\
&\quad \left. + \frac{p_{1\alpha} q_\mu}{M_1^2} F_4^A(q^2) \right] u(p_1, s_1)
\end{aligned} \tag{7}$$

где $\sigma_{\mu\nu} = (i/2)(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$ и все γ матрицы определены как в Бьёркен-Дрелле.

Результаты ковариантного динамического расчета обычно получают в терминах инвариантных формфакторов [58, 59]. Удобнее преобразовать набор инвариантных формфакторов в набор спиральных амплитуд, где два набора связаны линейно. Поэтому мы выражаем векторную и аксиальную амплитуды спиральности $H_{\lambda_2\lambda_M}^{V/A}$ в терминах инвариантных амплитуд $F_i^{V/A}$, где $\lambda_M = t, \pm 1, 0$, а $\lambda_2 = \pm 1/2, \pm 3/2$ спиральные компоненты мезона M ($M = P, V$) и бариона B_2 , соответственно. Спиральные амплитуды можно разбить на их векторную и аксиальную части:

$$H_{\lambda_2\lambda_M} = \langle B_2(p_2, \lambda_2) | \bar{q}_2 O_\mu q_1 | B_1(p_1, \lambda_1) \rangle \epsilon^{\dagger\mu}(\lambda_M) = H_{\lambda_2\lambda_M}^V - H_{\lambda_2\lambda_M}^A. \quad (8)$$

Для распадов с усилением цвета оператор $\bar{q}_2 O_\mu q_1$ представляет переход заряженного тока, а для распадов с подавлением цвета оператор $\bar{q}_2 O_\mu q_1$ описывает переход нейтрального тока. Используем систему 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 связаны соотношением $\lambda_1 = \lambda_2 - \lambda_M$. Использовано обозначение $\lambda_P = \lambda_t = 0$ для скалярного вклада ($J = 0$), чтобы выделить спиральность отдельно от $\lambda_V = 0$, используемой для продольной компоненты $J = 1$ векторного мезона. Соотношения, связывающие амплитуды спиральности с инвариантными формфакторами, приведены для перехода $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$: $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^V = +H_{\lambda_2, \lambda_M}^V$ и $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^A = -H_{\lambda_2, \lambda_M}^A$.

$$\begin{aligned} H_{\frac{1}{2}t}^V &= \sqrt{Q_+/q^2} \left(F_1^V M_- + F_3^V \frac{q^2}{M_1} \right), & H_{\frac{1}{2}t}^A &= \sqrt{Q_-/q^2} \left(F_1^A M_+ - F_3^A \frac{q^2}{M_1} \right), \\ H_{\frac{1}{2}0}^V &= \sqrt{Q_-/q^2} \left(F_1^V M_+ + F_2^V \frac{q^2}{M_1} \right), & H_{\frac{1}{2}0}^A &= \sqrt{Q_+/q^2} \left(F_1^A M_- - F_2^A \frac{q^2}{M_1} \right), \\ H_{\frac{1}{2}1}^V &= \sqrt{2Q_-} \left(-F_1^V - F_2^V \frac{M_+}{M_1} \right), & H_{\frac{1}{2}1}^A &= \sqrt{2Q_+} \left(-F_1^A + F_2^A \frac{M_-}{M_1} \right); \end{aligned} \quad (9)$$

для перехода $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$: $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^V = -H_{\lambda_2, \lambda_M}^V$ и $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^A = +H_{\lambda_2, \lambda_M}^A$.

$$\begin{aligned} H_{\frac{1}{2}t}^V &= -\sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{Q_+}{q^2} \frac{Q_-}{2M_1M_2}} \left(F_1^V M_1 - F_2^V M_+ + F_3^V \frac{M_+M_- - q^2}{2M_1} + F_4^V \frac{q^2}{M_1} \right), \\ H_{\frac{1}{2}0}^V &= -\sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{Q_-}{q^2}} \left(F_1^V \frac{M_+M_- - q^2}{2M_2} - F_2^V \frac{Q_+M_-}{2M_1M_2} + F_3^V \frac{|\mathbf{p}_2|^2}{M_2} \right), \\ H_{\frac{1}{2}1}^V &= \sqrt{\frac{Q_-}{3}} \left(F_1^V - F_2^V \frac{Q_+}{M_1M_2} \right), & H_{\frac{3}{2}1}^V &= -\sqrt{Q_-} F_1^V, \\ H_{\frac{1}{2}t}^A &= \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{Q_-}{q^2} \frac{Q_+}{2M_1M_2}} \left(F_1^A M_1 + F_2^A M_- + F_3^A \frac{M_+M_- - q^2}{2M_1} + F_4^A \frac{q^2}{M_1} \right), \\ H_{\frac{1}{2}0}^A &= \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{Q_+}{q^2}} \left(F_1^A \frac{M_+M_- - q^2}{2M_2} + F_2^A \frac{Q_-M_+}{2M_1M_2} + F_3^A \frac{|\mathbf{p}_2|^2}{M_2} \right), \\ H_{\frac{1}{2}1}^A &= \sqrt{\frac{Q_+}{3}} \left(F_1^A - F_2^A \frac{Q_-}{M_1M_2} \right), & H_{\frac{3}{2}1}^A &= \sqrt{Q_+} F_1^A. \end{aligned} \quad (10)$$

Использованы следующие обозначения $M_{\pm} = M_1 \pm M_2$, $Q_{\pm} = M_{\pm}^2 - q^2$. Величина импульса дочернего бариона B_2 определяется выражением $|\mathbf{p}_2| = \sqrt{Q_+ Q_-} / 2M_1 = \lambda^{1/2}(M_1^2, M_2^2, q^2) / (2M_1)$.

Используя спиральные амплитуды, можно записать очень компактные выражения для различных ширин распада. Например, ширина полуплептонного распада определяется выражением ($m_{\ell} = 0$)

$$\Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + \ell^+ \nu_{\ell}) = \int_0^{(M_1 - M_2)^2} dq^2 \frac{d\Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + \ell^+ \nu_{\ell})}{dq^2} \quad (11)$$

где

$$\frac{d\Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + \ell^+ \nu_{\ell})}{dq^2} = \frac{1}{192\pi} G_F^2 \frac{|\mathbf{p}_2| q^2}{M_1^2} |V_{ij}|^2 \mathcal{H}_V (\mathcal{H}'_V). \quad (12)$$

В случае нелептонного распада, имеем

$$\Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + V) = \frac{G_F^2}{32\pi} \frac{|\mathbf{p}_2|}{M_1^2} |V_{ij} V_{kl}^*|^2 C_{\text{eff}}^2 f_V^2 M_V^2 \mathcal{H}_V (\mathcal{H}'_V), \quad (13)$$

$$\Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + P) = \frac{G_F^2}{32\pi} \frac{|\mathbf{p}_2|}{M_1^2} |V_{ij} V_{kl}^*|^2 C_{\text{eff}}^2 f_P^2 M_P^2 \mathcal{H}_S (\mathcal{H}'_S), \quad (14)$$

где мы обозначаем сумму квадратов модулей спиральных амплитуд через \mathcal{H}_V , \mathcal{H}_S , \mathcal{H}'_V и \mathcal{H}'_S согласно двум случаям

$$\begin{aligned} 1/2^+ \rightarrow 1/2^+ : \mathcal{H}_V &= \sum_{\lambda_2 = \pm 1/2, \lambda_V = \pm 1, 0} |H_{\lambda_2, \lambda_V}|^2 \\ \mathcal{H}_S &= \sum_{\lambda_2 = \pm 1/2} |H_{\lambda_2, \lambda_t}|^2 \\ 1/2^+ \rightarrow 3/2^+ : \mathcal{H}'_V &= \sum_{\lambda_2 = \pm 1/2, \pm 3/2, \lambda_V = \pm 1, 0} |H_{\lambda_2, \lambda_V}|^2 \\ \mathcal{H}'_S &= \sum_{\lambda_2 = \pm 1/2} |H_{\lambda_2, \lambda_t}|^2 \end{aligned} \quad (15)$$

Сохранение углового момента диктует ограничение $|\lambda_2 - \lambda_M| \leq 1/2$ для амплитуд спиральности, поскольку барион в начальном состоянии имеет спин $1/2$.

Таблица 4: Кабиббо-разрешенные полуплептонные распады дважды тяжелых очаровательных барионов, индуцированные переходом $c \rightarrow s$ ($\ell = e^+, \mu^+$).

	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$B [\%]$	$\langle F_+ \rangle$	$\langle F_0 \rangle$	$\langle F_- \rangle$
$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$						
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \ell^+ \nu_{\ell}$	0.70	$0.77 \pm 0.37 [40]$	2.72	0.02	0.88	0.10
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \ell^+ \nu_{\ell}$	0.97	$0.53 \pm 0.35 [40]$	3.76	0.09	0.55	0.36
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^0 + \ell^+ \nu_{\ell}$	0.69	$0.77 \pm 0.37 [40]$	2.00	0.02	0.88	0.10
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{*0} + \ell^+ \nu_{\ell}$	0.97	$0.53 \pm 0.35 [40]$	2.79	0.09	0.55	0.36
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^0 + \ell^+ \nu_{\ell}$	1.82	$1.25 \pm 0.80 [40]$	7.07	0.09	0.55	0.36
$1/2^+ \rightarrow 3/2^+$						
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{*+} + \ell^+ \nu_{\ell}$	0.22	—	0.86	0.12	0.49	0.39
$\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{*0} + \ell^+ \nu_{\ell}$	0.22	—	0.64	0.12	0.49	0.39
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^{*0} + \ell^+ \nu_{\ell}$	0.40	$0.32 [37]$	1.27	0.12	0.49	0.39

В Таблице 4 представлены численные результаты для Кабиббо-разрешенных полулептонных распадов дважды тяжелых очарованных барионных состояний Ξ_{cc}^{++} , Ξ_{cc}^+ и Ω_{cc}^+ [60]. Мы также приводим брэнчинги полулептонных распадов Ξ_{cc}^{++} на основе недавних измерений времени жизни Ξ_{cc}^{++} [11]: $\tau_{\Xi_{cc}^{++}} = (256_{-22}^{+24} \pm 14)$ фс. Наблюдается удовлетворительное согласие результатов вычислений в рамках КМК с работами [37, 40].

Для полулептонных распадов Ξ_{cc}^+ и Ω_{cc}^+ мы указываем номинальные брэнчинги. Они являются номинальными, поскольку времена жизни барионных состояний с двойным очарованием Ξ_{cc}^+ и Ω_{cc}^+ еще не измерены. Приходится полагаться на теоретические расчеты [34, 61], из которых мы берем медианные значения

$$\tau_{\Xi_{cc}^+} = 190 \text{ фс}, \quad \tau_{\Omega_{cc}^+} = 210 \text{ фс}. \quad (16)$$

В случае, если экспериментальное время жизни Ξ_{cc}^{++} изменится в будущем, а время жизни Ξ_{cc}^+ и Ω_{cc}^+ станут известны, то нужно будет изменить масштаб наших брэнчингов

$$\left(\frac{\tau_{\Xi_{cc}^{++}}}{256 \text{ фс}} \right), \quad \left(\frac{\tau_{\Xi_{cc}^+}}{190 \text{ фс}} \right), \quad \left(\frac{\tau_{\Omega_{cc}^+}}{210 \text{ фс}} \right). \quad (17)$$

В Таблицу 4 мы также включаем численные значения для q^2 — средние положительно-поперечной, продольной и отрицательно-поперечной спиральности калибровочного W^- -бозона вне массовой поверхности, где мы обозначаем средние значения как $\langle \mathcal{F}_+ \rangle$, $\langle F_0 \rangle$ и $\langle F_- \rangle$. При взятии q^2 —средних значений необходимо интегрировать числители и знаменатели отдельно, включая множитель $|\mathbf{p}_2|q^2$ из уравнения (12). Спиральности зависящие от q^2 определяются как

$$\begin{aligned} 1/2^+ &\rightarrow 1/2^+ : \\ F_+(q^2) &= |\hat{H}_{1/2,1}|^2, \quad F_0(q^2) = |\hat{H}_{1/2,0}|^2 + |\hat{H}_{-1/2,0}|^2, \\ F_-(q^2) &= |\hat{H}_{-1/2,-1}|^2 \\ 1/2^+ &\rightarrow 3/2^+ : \\ F_+(q^2) &= \sum_{\lambda_2} |\hat{H}_{\lambda_2,1}|^2, \quad F_0(q^2) = |\hat{H}_{1/2,0}|^2 + |\hat{H}_{-1/2,0}|^2, \\ F_-(q^2) &= \sum_{\lambda_2} |\hat{H}_{\lambda_2,-1}|^2 \end{aligned} \quad (18)$$

где $\lambda_2 = 1/2, 3/2$ соответствует $F_+(q^2)$, а $\lambda_2 = -1/2, -3/2$ соответствует $F_-(q^2)$ в случае $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$.

Также в главе 3 приведены значения для ширин, брэнчингов, поляризации дочернего бариона P_{B_2} и спиральности векторного мезона для распадов $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$, $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 1^-$, $1/2^+ \rightarrow 3/2^+ + 0^-$, $1/2^+ \rightarrow 3/2^+ + 1^-$.

Глава 3 представляет численные значения параметров поляризации, которые описывают угловое распределение, куда также включены числовые значения для параметров каскадного рас-

Таблица 5: Кабиббо-разрешенные факторизуемые нелептонные двухчастичные распады дважды тяжелых очарованных барионов, индуцированные $c \rightarrow s; d \rightarrow u$ переходами для случаев $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$.

$1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$B [\%]$	P_{B_2}
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} + K^0$	0.32	1.25	-0.96
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \pi^+$	0.78	3.03	-0.94
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \bar{K}^0$	0.17	0.54	-0.97
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^0 + \pi^+$	1.58	5.05	-0.94

Таблица 6: Кабиббо-разрешенные факторизуемые нелептонные двухчастичные распады дважды тяжелых очарованных барионов, индуцированные $c \rightarrow s; d \rightarrow u$ переходами для случаев $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 1^-$.

$1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 1^-$	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$B [\%]$	F_L	F_T	P_{B_2}
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{++} + K^{*0}$	1.44	5.61	0.47	0.53	-0.82
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \rho^+$	4.14	16.10	0.49	0.51	-0.74
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \bar{K}^{*0}$	0.75	2.39	0.45	0.55	-0.79
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^0 + \rho^+$	8.29	26.44	0.48	0.52	-0.71

Таблица 7: То же самое, что и в таблице 5, но для распада $1/2^+ \rightarrow 3/2^+ + 0^-$.

$1/2^+ \rightarrow 3/2^+ + 0^-$	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$B [\%]$
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{*++} + K^0$	0.06		0.25
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{*+} + \pi^+$	0.16		0.63
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{*+} + \bar{K}^0$	0.03		0.10
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^{*0} + \pi^+$	0.31	0.43 [37]	1.00

пада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{*++} (\rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+) + \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- + \pi^+)$, записываются как

$$\begin{aligned}
F_L &= |\hat{H}_{\frac{1}{2}0}|^2 + |\hat{H}_{-\frac{1}{2}0}|^2 = 0.40, \\
F_T &= |\hat{H}_{\frac{1}{2}1}|^2 + |\hat{H}_{-\frac{1}{2}-1}|^2 = 0.16, \\
F_T' &= |\hat{H}_{\frac{3}{2}1}|^2 + |\hat{H}_{-\frac{3}{2}-1}|^2 = 0.45, \\
F_L^P &= |\hat{H}_{\frac{1}{2}0}|^2 - |\hat{H}_{-\frac{1}{2}0}|^2 = -0.01, \\
F_T^P &= |\hat{H}_{\frac{1}{2}1}|^2 - |\hat{H}_{-\frac{1}{2}-1}|^2 = -0.10, \\
F_T^{P'} &= |\hat{H}_{\frac{3}{2}1}|^2 - |\hat{H}_{-\frac{3}{2}-1}|^2 = -0.31, \\
\gamma &= \text{Re}(\hat{H}_{\frac{3}{2}1} \hat{H}_{\frac{1}{2}0}^* + \hat{H}_{-\frac{3}{2}-1} \hat{H}_{-\frac{1}{2}0}^*) = 0.39, \\
\gamma' &= \text{Re}(\hat{H}_{\frac{3}{2}1} \hat{H}_{-\frac{1}{2}-1}^* + \hat{H}_{-\frac{3}{2}-1} \hat{H}_{\frac{1}{2}1}^*) = 0.19.
\end{aligned} \tag{19}$$

Таблица 8: Кабиббо-разрешенные факторизуемые нелептонные двухчастичные распады дважды тяжелых очарованных барионов, индуцированные $c \rightarrow s$; $d \rightarrow u$ переходами для случаев $1/2^+ \rightarrow 3/2^+ + 1^-$.

$1/2^+ \rightarrow 3/2^+ + 1^-$	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$\Gamma [10^{-13} \text{ ГэВ}]$	$B [\%]$	F_L^P	F_T^P	$F_T^{\prime P}$
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Sigma_c^{*++} + K^{*0}$	0.42		1.62	-0.01	-0.10	-0.31
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{*'+} + \rho^+$	1.15	0.485 [37]	4.48	-0.01	-0.08	-0.24
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{*'+} + \bar{K}^{*0}$	0.21		0.67	-0.01	-0.10	-0.30
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Omega_c^{*0} + \rho^+$	2.23	0.99 [37]	7.11	-0.01	-0.08	-0.24

Интегрируя по соответствующим парам углов, получаем одномерные угловые распределения распада

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2\pi} W(\theta_V) &= \frac{3}{2} \cos^2 \theta_V F_L + \frac{3}{4} \sin^2 \theta_V (F_T + F_T'), \\
\frac{1}{2\pi} W(\theta_B) &= (1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta_B)(F_L + F_T) + \frac{3}{4} \sin^2 \theta_B F_T', \\
W(\chi) &= 1 + 2\sqrt{3} \gamma' \cos 2\chi.
\end{aligned} \tag{20}$$

Вклад оставшегося параметра азимутальной асимметрии γ можно получить, свернув угловое распределение распада с $\cos \theta_V \cos \theta_B$. Численные значения угловых коэффициентов приведены в уравнении (19).

Также были рассмотрены нефакторизуемые вклады в нелептонные распады, которые описываются диаграммами Ia и IIb:

$$\begin{aligned}
\Xi_{cc}^{++} &\rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+(\rho^+), & \Omega_{cc}^+ &\rightarrow \Xi_c^+ + \bar{K}^0(K^{*0}), \\
\Xi_{cc}^{++} &\rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \pi^+(\rho^+), & \Omega_{cc}^+ &\rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \bar{K}^0(K^{*0}).
\end{aligned} \tag{21}$$

На основании тождеств Фирца и использовании свойства матрицы зарядового сопряжения было доказано, что нефакторизуемый вклад распадов с $\Xi_c^{\prime+}$ -барионом, который содержит симметричный дикварк $\{us\}$, в конечном состоянии согласно теореме КПВ тождественен нулю при $m_u = m_s$. Мы численно проверили, что трехпетлевой интеграл в этом пределе равен нулю.

В главе 3 приведены численные результаты для спиральных амплитуд и ширин распадов. Помимо предсказаний ширин распадов, таблицы 9-12 содержат большое количество информации о спиновой поляризации. Например, для распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$ можно найти параметр асимметрии $\alpha = -2H_{1/20}^V H_{1/20}^A / (|H_{1/20}^V|^2 + |H_{1/20}^A|^2) = -0.57$. Для сравнения отметим, что в работе [44] значение данного параметра менялось в пределах $\alpha = [-0.86, -1.00]$, в зависимости от модельных предположений. Существенно, что вклад от диаграммы с обменом W -бозоном в работе [44] является чисто p -волновым, т.е. пропорционален $H_{1/20}^A$, из-за используемого нерелятивистского приближения. Это резко расходится с нашим релятивистским результатом, в котором амплитуда s -волны доминирует в данном процессе, то есть, $H_{1/20}^V/H_{1/20}^A = 3.3$. Оба модельных расчета

согласуются в плане наличия существенной деструктивной интерференцией древесного вклада и вклада от обмена W -бозоном.

Таблица 9: $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + \bar{K}^0(\bar{K}^{*0})$

Спиральность	Древесная диаграмма	Обменная диаграмма	Сумма
$H_{\frac{1}{2}t}^V$	0.20	-0.01	0.19
$H_{\frac{1}{2}t}^A$	0.25	-0.01	0.24
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + K^0) = 0.15 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			
$H_{\frac{1}{2}0}^V$	-0.25	0.04×10^{-1}	-0.25
$H_{\frac{1}{2}0}^A$	-0.50	0.01	-0.49
$H_{\frac{1}{2}1}^V$	0.27	-0.01	0.26
$H_{\frac{1}{2}1}^A$	0.56	0.04×10^{-2}	0.56
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + K^{*0}) = 0.74 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			

Таблица 10: $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + \bar{K}^0(\bar{K}^{*0})$

Спиральность	Древесная диаграмма	Обменная диаграмма	Сумма
$H_{\frac{1}{2}t}^V$	-0.35	1.06	0.71
$H_{\frac{1}{2}t}^A$	-0.10	0.31	0.21
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + K^0) = 0.95 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			
$H_{\frac{1}{2}0}^V$	0.50	-0.69	-0.19
$H_{\frac{1}{2}0}^A$	0.18	-0.45	-0.27
$H_{\frac{1}{2}1}^V$	-0.11	-0.24	-0.35
$H_{\frac{1}{2}1}^A$	-0.18	0.66	0.48
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + K^{*0}) = 0.62 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			

Таблица 11: $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \pi^+(\rho^+)$

Спиральность	Древесная диаграмма	Обменная диаграмма	Сумма
$H_{\frac{1}{2}t}^V$	-0.38	-0.01	-0.39
$H_{\frac{1}{2}t}^A$	-0.55	-0.02	-0.57
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \pi^+) = 0.82 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			
$H_{\frac{1}{2}0}^V$	0.60	0.04×10^{-1}	0.61
$H_{\frac{1}{2}0}^A$	1.20	0.01	1.21
$H_{\frac{1}{2}1}^V$	-0.49	-0.01	-0.50
$H_{\frac{1}{2}1}^A$	-1.27	0.01×10^{-1}	-1.27
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \rho^+) = 4.27 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			

Как было сказано выше для состояний с симметричным дикварком в конечном состоянии имеется подавление вклада от обмена W -бозона вследствие теоремы КПВ. В таблицах 9-12 видно, что соответствующие вклады от обмена W -бозоном строго подавлены. Ненулевые значения являются результатом эффектов нарушения $SU(3)$ -симметрии, которые учитываются в нашем

Таблица 12: $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+(\rho^+)$

Спиральность	Древесная диаграмма	Обменная диаграмма	Сумма
$H_{\frac{1}{2}t}^V$	-0.70	0.99	0.29
$H_{\frac{1}{2}t}^A$	-0.21	0.30	0.09
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+) = 0.18 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			
$H_{\frac{1}{2}0}^V$	1.17	-0.70	0.47
$H_{\frac{1}{2}0}^A$	0.45	-0.44	0.003
$H_{\frac{1}{2}1}^V$	-0.20	-0.23	-0.43
$H_{\frac{1}{2}1}^A$	-0.41	0.62	0.21
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \rho^+) = 0.63 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$			

Таблица 13: Сравнение с другими подходами. Сокращение: М = NRQM, Т = HQET

Мода	Ширина (в единицах 10^{-13} ГэВ)					
	КМК [62]	[44, 45]	[63]	[64]	[46]	[65]
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + K^0$	0.15	0.31 (М) 0.59 (Т)				
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + K^0$	0.95	0.68 (М) 1.08 (Т)				
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + K^{*0}$	0.74		$2.64_{-1.79}^{+2.72}$			
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + K^{*0}$	0.62		$1.38_{-0.95}^{+1.49}$			
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \pi^+$	0.82	1.40 (М) 1.93 (Т)		1.10		
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$	0.18	1.71 (М) 2.39 (Т)		1.57	1.58	2.25
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ + \rho^+$	4.27		$4.25_{-0.19}^{+0.32}$	4.12	3.82	
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \rho^+$	0.63		$4.11_{-0.86}^{+1.37}$	3.03	2.76	6.70

подходе. Например, в распаде $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$, по сравнению с древесным вкладом, эффекты разрушения $SU(3)$ составляют $\sim (2 - 4)\%$. Хотя следствия теоремы КПВ для обменного вклада включены в полюсную модели [44], они не включены во взаимодействие в конечном состоянии [63].

В таблице 13 мы сравниваем наши результаты с результатами других подходов [44–46, 63–65]. Следует уточнить, что ширины, вычисленные в [64] включают только вклады в виде древесного графа. Значения ширин, предсказываемые различными модельными расчетами, имеют большой разброс. Все расчеты дают приблизительно одинаковое значение для ширины распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \rho^+$. Бренчинг которого по прогнозам будет равным $\sim 16\%$. В наших расчетах получается, что эта мода будет иметь самый большой бренчинг из анализируемых в этой работе распадов. Что касается распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$, открытого коллаборацией LHCb [12], вычисленный нами бренчинг с использованием центрального значения измеренного времени жизни в [11], равен $\mathcal{B}(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+) = 0.70\%$

Небольшое значение бренчинга является результатом значительного сокращения древесного вклада и вклада от обмена W -бозоном. Бренчинг несколько меньше, чем бренчинг $\mathcal{B}(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow$

$\Sigma_c^{++} + \bar{K}^0) = 1.25\%$, полученный в данной главе. Предсказанный нами брэнчинг, значительно меньше значений $(6.66 - 15.79)\%$, полученных в работе [44].

Таблица 14: Оценка неопределенностей в ширине распада.

Мода	Ширина (в единицах 10^{-13} ГэВ)
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + K^0$	0.14 ± 0.01
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \bar{K}^{*0}$	0.72 ± 0.06
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + K^0$	0.87 ± 0.13
$\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + \bar{K}^{*0}$	0.58 ± 0.07
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \pi^+$	0.77 ± 0.05
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^{\prime+} + \rho^+$	4.08 ± 0.29
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$	0.16 ± 0.02
$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \rho^+$	0.59 ± 0.04

Наиболее важный вопрос - точность наших вычислений. Единственный свободный параметр в нашей модели - это размерный параметр Λ_{cc} дважды тяжелого бариона, для которого мы выбрали значение $\Lambda_{cc} = 0.8675$ ГэВ в таблицах 9-12. Чтобы оценить ошибки, вызванные выбором размерного параметра, мы варьируем данный параметр от 0.6 до 1.135 ГэВ. Мы оцениваем среднее значение $\bar{\Gamma} = \sum \Gamma_i / N$ и среднеквадратичное отклонение $\sigma^2 = \sum (\Gamma_i - \bar{\Gamma})^2 / N$. Результаты для $N = 5$ показаны в таблице 14. Ошибки для ширины составляют 6 – 15%. Поскольку зависимость ширины распада от Λ_{cc} не являются линейными, центральные значения ширины в таблице 14 не согласуются со значениями ширины в таблицах 9-12.

В **четвертой главе** исследуется слабый распад Λ гиперона. Двухчастичные нелептонные распады Λ гиперона $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ являются ведущими модами с брэнчингами $63.9 \pm 0.5\%$ и $35.8 \pm 0.5\%$, соответственно (см. обзор [33]). Инвариантные матричные элементы для полюсных диаграмм с промежуточными резонансами $\frac{1}{2}^+$ имеет вид

$$\begin{aligned}
\widetilde{M}_{LD_1} &\equiv \widetilde{M}_n = \bar{u}(p_2) \left(A_n + \gamma_5 B_n \right) u(p_1), \\
A_n &= -\frac{B_{\Lambda n}(C_{n\pi p} - m_\Lambda D_{n\pi p})}{m_n + m_\Lambda}, \quad B_n = -\frac{A_{\Lambda n}(C_{n\pi p} + m_\Lambda D_{n\pi p})}{m_n - m_\Lambda}, \\
\widetilde{M}_{LD_2} &\equiv \widetilde{M}_\Sigma = \bar{u}(p_2) \left(A_\Sigma + \gamma_5 B_\Sigma \right) u(p_1), \\
A_\Sigma &= -\frac{B_{\Sigma+p}(C_{\Lambda\pi\Sigma^+} - m_p D_{\Lambda\pi\Sigma^+})}{m_\Sigma + m_p}, \quad B_\Sigma = -\frac{A_{\Sigma+p}(C_{\Lambda\pi\Sigma^+} + m_p D_{\Lambda\pi\Sigma^+})}{m_\Sigma - m_p},
\end{aligned} \tag{22}$$

Полюсная диаграмма с каонным резонансом вносит вклад только в структуру, пропорциональную γ_5 . Тогда как диаграмма с векторным каонным резонансом дает вклад пропорциональный амплитуде A . Численно они ничтожно малы.

Хорошо известно, что в амплитуде P -волны (B) преобладают низколежащие резонансы $1/2^+$ тогда как их вклад в амплитуду S -волны (A) очень мал. Инвариантные амплитуды A и B могут быть преобразованы в набор спиральных амплитуд $H_{\lambda_1 \lambda_M}$. Получим

$$H_{\frac{1}{2}t}^V = \sqrt{Q_+} A, \quad H_{\frac{1}{2}t}^A = \sqrt{Q_-} B, \tag{23}$$

где $m_{\pm} = m_1 \pm m_2$, $Q_{\pm} = m_{\pm}^2 - q^2$.

На рисунке 4 показано поведение спиральных амплитуд в зависимости от размерного параметра Λ_s . Хорошо видно, что амплитуды S -волн практически равны нулю.

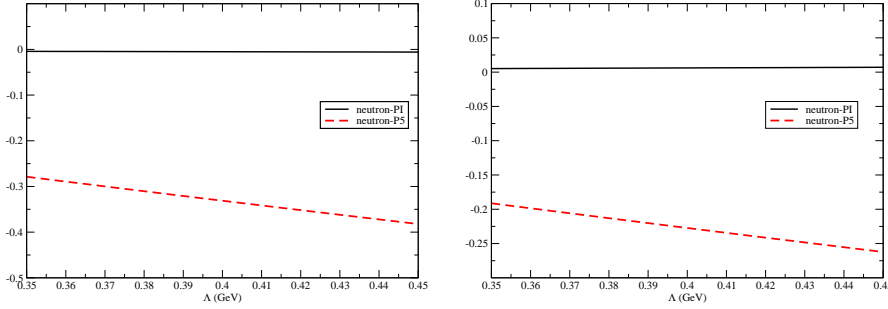


Рис. 4: Зависимость спиральностей $PI \equiv H_{1/2}^V$ и $P5 \equiv H_{1/2}^A$ от размерного параметра Λ_s в случае нейтронного резонанса. Левый график: распад $\Lambda \rightarrow p + \pi$; правый график: распад $\Lambda \rightarrow n + \pi$.

Принято считать, что амплитуда S -волны насыщается резонансами $\frac{1}{2}^-$, см. работы [66–71]. Обычно их вклады вычисляются с использованием хорошо известной теоремы о мягких пионах в подходе алгебры токов. Это позволяет выразить амплитуду S -волны, нарушающей четность, через сохраняющие четность матричные элементы. В нашем случае, эта связь выглядит следующим образом [71]

$$A_{1/2^-}(\Lambda \rightarrow p + \pi^-) = \frac{1}{f_\pi} A_{\Lambda n}, \quad A_{1/2^-}(\Lambda \rightarrow n + \pi^0) = \frac{1}{\sqrt{2}f_\pi} A_{\Lambda n}, \quad (24)$$

где f_π — постоянная лептонного распада пиона. Отметим, что мы используем наш выбор знаков.

Окончательно, амплитуда перехода $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-$ в терминах инвариантных амплитуд записывается следующим образом

$$\langle B_2 P | \mathcal{H}_{\text{eff}} | B_1 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{CKM} \bar{u}(p_2) (A + \gamma_5 B) u(p_1), \quad (25)$$

где A и B включают все соответствующие вклады.

Численные значения констант лептонных распадов пиона и каона приведены в уравнении (26).

Мезон	Λ_M (ГэВ)	f_M (МэВ)	f_M (МэВ)
Пион	0.871	130.3	130.0 ± 1.7
Каон	1.014	156.0	156.1 ± 0.8

На рисунке 5 изображена зависимость от параметра Λ двух брэнчингов: $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ и $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$. Видно, что теоретические кривые совпадают с данными в случае $\Lambda \approx 0.355$ ГэВ для обоих распадов. В качестве дополнительной проверки был вычислен магнитный момент Λ

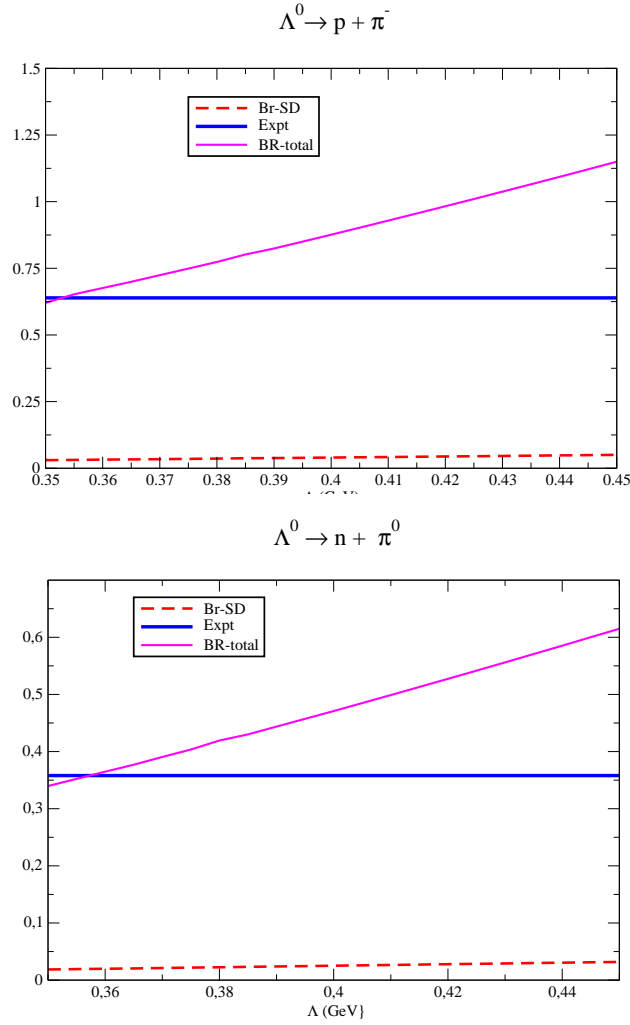


Рис. 5: Зависимость брэнчинггов нелептонных распадов Λ -гиперона от параметра Λ . гиперона, при данном размерном параметре Λ . Полученное значение $\mu_\Lambda = -0,74$ согласуется с экспериментальными данными.

Для сравнения на рисунках 5 показаны отдельные SD-вклады диаграмм с топологиями Ia (заряженный пион), Ib (нейтральный пион) и IIa, IIb и III для рассматриваемых двух мод. Видно, что их вклады значительно подавлены по сравнению с полюсными вкладками. Однако, расчет данных диаграмм занимает значительное CPU-время. Наиболее значительный вклад в полюсные диаграммы вносят диаграммы с промежуточным нейтронным резонансом с массой, наиболее близкой к Λ -гиперону. Вклад полюсной диаграммы с промежуточными каонными резонансами пренебрежимо мал.

В таблицах 15-18 приведены численные результаты A_{SD} , A_{LD} и B_{SD} , B_{LD} при $\Lambda = 0.355$ ГэВ [72]. Видно, что амплитуды B преобладают над амплитудами A . Вклады SD подавлены почти на порядок по сравнению с вкладками LD. Численные результаты для полных амплитуд записаны ниже.

$$\begin{aligned} \Lambda \rightarrow p\pi^- : A &= A_{SD} + A_{LD} = +0.124 \text{ ГэВ}^2, B = B_{SD} + B_{LD} = -3.042 \text{ ГэВ}^2. \\ \Lambda \rightarrow n\pi^0 : A &= A_{SD} + A_{LD} = +0.087 \text{ ГэВ}^2, B = B_{SD} + B_{LD} = -2.059 \text{ ГэВ}^2. \end{aligned} \quad (27)$$

Таблица 15: Вклады SD в амплитуды A и B распада $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ в единицах ГэВ^2 .

Амп.	Ia	IIa	IIb	III	Сум.(SD)
A_{SD}	$-0.372 \cdot 10^{-1}$	$0.269 \cdot 10^{-3}$	$0.300 \cdot 10^{-1}$	$0.213 \cdot 10^{-1}$	$0.144 \cdot 10^{-1}$
B_{SD}	-0.345	-0.116	0.167	-0.452	-0.746

Таблица 16: Вклады LD в амплитуды A и B распадов $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ в единицах ГэВ^2 .

	n	Σ^+	K	K^*	$\frac{1}{2}^-$	Сум.(LD)
A_{LD}	$-2.1 \cdot 10^{-3}$	$-9.5 \cdot 10^{-3}$	0	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$
B_{LD}	-2.6	$2.3 \cdot 10^{-1}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	0	0	-2.30

Таблица 17: Вклады SD в амплитуды A и B распада $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ в единицах ГэВ^2 .

Амп.	Ib	IIa	IIb	III	Сум. (SD)
A_{SD}	$-0.120 \cdot 10^{-1}$	$0.190 \cdot 10^{-3}$	$0.211 \cdot 10^{-1}$	$0.150 \cdot 10^{-1}$	$0.243 \cdot 10^{-1}$
B_{SD}	-0.112	$-0.82 \cdot 10^{-1}$	0.119	-0.319	-0.394

Таблица 18: Вклады LD в амплитуду A и B в распад $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ в единицах ГэВ^2 .

	n	Σ^0	K	K^*	$\frac{1}{2}^-$	Сум.(LD)
A_{LD}	$-1.5 \cdot 10^{-3}$	$-6.6 \cdot 10^{-3}$	0	$8.4 \cdot 10^{-3}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$	$0.63 \cdot 10^{-1}$
B_{LD}	-1.8	$1.6 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-3}$	0	0	-1.67

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

В **приложении А** приведен вывод ширины сильного распада бариона с квантовыми числами $J^P = 3/2^+$.

Литература

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214-215 (1964)
- [2] G. Zweig, “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1,” CERN-TH-401.
- [3] G. Zweig, “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2,” CERN-TH-412.
- [4] J. D. Bjorken and S. L. Glashow, Phys. Lett. **11**, 255-257 (1964)
- [5] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285-1292 (1970)
- [6] A. Ocherashvili *et al.* [SELEX], Phys. Lett. B **628**, 18-24 (2005) [arXiv:hep-ex/0406033 [hep-ex]].
- [7] B. Aubert *et al.* [BaBar], Phys. Rev. D **74**, 011103 (2006) [arXiv:hep-ex/0605075 [hep-ex]].
- [8] Y. Kato *et al.* [Belle], Phys. Rev. D **89**, no.5, 052003 (2014) [arXiv:1312.1026 [hep-ex]].
- [9] R. Aaij *et al.* [LHCb], JHEP **12**, 090 (2013) [arXiv:1310.2538 [hep-ex]].
- [10] R. Aaij *et al.* [LHCb], Phys. Rev. Lett. **119**, no.11, 112001 (2017) [arXiv:1707.01621 [hep-ex]].
- [11] R. Aaij *et al.* [LHCb], Phys. Rev. Lett. **121**, no.5, 052002 (2018) [arXiv:1806.02744 [hep-ex]].
- [12] R. Aaij *et al.* [LHCb], Phys. Rev. Lett. **121**, no.16, 162002 (2018) [arXiv:1807.01919 [hep-ex]].
- [13] R. Aaij *et al.* [LHCb], [arXiv:2109.07292 [hep-ex]].
- [14] R. Aaij *et al.* [LHCb], Sci. China Phys. Mech. Astron. **64**, no.10, 101062 (2021) [arXiv:2105.06841 [hep-ex]].
- [15] J. G. Körner and M. Kramer, Z. Phys. C **55**, 659-670 (1992)
- [16] J. G. Körner, M. Kramer and D. Pirjol, Prog. Part. Nucl. Phys. **33**, 787-868 (1994) [arXiv:hep-ph/9406359 [hep-ph]].
- [17] A. De Rujula, H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. D **12**, 3589 (1975)
- [18] A. De Rujula, H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. D **12**, 147-162 (1975)
- [19] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin and A. P. Martynenko, Phys. Rev. D **66**, 014008 (2002) [arXiv:hep-ph/0201217 [hep-ph]].
- [20] S. Fleck and J. M. Richard, Prog. Theor. Phys. **82**, 760-774 (1989)

- [21] M. Karliner and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **90**, no.9, 094007 (2014) [arXiv:1408.5877 [hep-ph]].
- [22] S. S. Gershtein, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded and A. I. Onishchenko, Phys. Rev. D **62**, 054021 (2000)
- [23] W. Roberts and M. Pervin, Int. J. Mod. Phys. A **23**, 2817-2860 (2008) [arXiv:0711.2492 [nucl-th]].
- [24] P. Pérez-Rubio, S. Collins and G. S. Bali, Phys. Rev. D **92**, no.3, 034504 (2015) [arXiv:1503.08440 [hep-lat]].
- [25] Z. S. Brown, W. Detmold, S. Meinel and K. Orginos, Phys. Rev. D **90**, no.9, 094507 (2014) [arXiv:1409.0497 [hep-lat]].
- [26] C. Alexandrou, V. Drach, K. Jansen, C. Kallidonis and G. Koutsou, Phys. Rev. D **90**, no.7, 074501 (2014) [arXiv:1406.4310 [hep-lat]].
- [27] R. A. Briceño, H. W. Lin and D. R. Bolton, Phys. Rev. D **86**, 094504 (2012) [arXiv:1207.3536 [hep-lat]].
- [28] J. R. Zhang and M. Q. Huang, Phys. Rev. D **78**, 094007 (2008) [arXiv:0810.5396 [hep-ph]].
- [29] H. X. Chen, Q. Mao, W. Chen, X. Liu and S. L. Zhu, Phys. Rev. D **96**, no.3, 031501 (2017) [erratum: Phys. Rev. D **96**, no.11, 119902 (2017)] [arXiv:1707.01779 [hep-ph]].
- [30] D. B. Lichtenberg, R. Roncaglia and E. Predazzi, Phys. Rev. D **53**, 6678-6681 (1996) [arXiv:hep-ph/9511461 [hep-ph]].
- [31] D. H. He, K. Qian, Y. B. Ding, X. Q. Li and P. N. Shen, Phys. Rev. D **70**, 094004 (2004) [arXiv:hep-ph/0403301 [hep-ph]].
- [32] R. N. Faustov and V. O. Galkin, Particles **3**, no.1, 234-244 (2020)
- [33] P. A. Zyla *et al.* [Particle Data Group], PTEP **2020**, no.8, 083C01 (2020)
- [34] V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. I. Onishchenko, Phys. Rev. D **60**, 014007 (1999) [hep-ph/9807354];
- [35] W. Wang, Z. P. Xing, and J. Xu, Eur. Phys. J. C **77**, 800 (2017) [arXiv:1707.06570 [hep-ph]].
- [36] Y. J. Shi, W. Wang, Y. Xing, and J. Xu, Eur. Phys. J. C **78**, 56 (2018) [arXiv:1712.03830 [hep-ph]].
- [37] Z. X. Zhao, Eur. Phys. J. C **78**, no.9, 756 (2018) [arXiv:1805.10878 [hep-ph]].

- [38] C. Albertus, E. Hernandez, J. Nieves and J. M. Verde-Velasco, *Eur. Phys. J. A* **32**, 183-199 (2007) [erratum: *Eur. Phys. J. A* **36**, 119 (2008)] [arXiv:hep-ph/0610030 [hep-ph]].
- [39] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin and A. P. Martynenko, *Phys. Rev. D* **70**, 014018 (2004) [erratum: *Phys. Rev. D* **77**, 079903 (2008)] [arXiv:hep-ph/0404280 [hep-ph]].
- [40] Y. J. Shi, W. Wang and Z. X. Zhao, *Eur. Phys. J. C* **80**, no.6, 568 (2020) [arXiv:1902.01092 [hep-ph]].
- [41] A. Faessler, T. Gutsche, M. A. Ivanov, J. G. Körner and V. E. Lyubovitskij, *Phys. Lett. B* **518**, 55-62 (2001) [arXiv:hep-ph/0107205 [hep-ph]].
- [42] A. Faessler, T. Gutsche, M. A. Ivanov, J. G. Körner and V. E. Lyubovitskij, *Phys. Rev. D* **80**, 034025 (2009) [arXiv:0907.0563 [hep-ph]].
- [43] G. Buchalla, A. J. Buras and M. E. Lautenbacher, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 1125-1144 (1996) [arXiv:hep-ph/9512380 [hep-ph]].
- [44] N. Sharma and R. Dhir, *Phys. Rev. D* **96**, 113006 (2017) [arXiv:1709.08217 [hep-ph]].
- [45] R. Dhir and N. Sharma, *Eur. Phys. J. C* **78**, 743 (2018).
- [46] F. S. Yu, H. Y. Jiang, R. H. Li, C. D. Lü, W. Wang, and Z. X. Zhao, *Chin. Phys. C* **42**, 051001 (2018) [arXiv:1703.09086 [hep-ph]].
- [47] A. Salam, *Nuovo Cim.* **25**, 224 (1962).
- [48] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **130**, 776 (1963).
- [49] G. V. Efimov, M. A. Ivanov and V. E. Lyubovitskij, *Few Body Syst.* **6**, no.1, 17-43 (1989)
- [50] T. Melde, L. Canton and W. Plessas, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 132002 (2009) [arXiv:0811.0277 [nucl-th]].
- [51] V. Mader, G. Eichmann, M. Blank and A. Krassnigg, *Phys. Rev. D* **84**, 034012 (2011) [arXiv:1106.3159 [hep-ph]].
- [52] C. Alexandrou, G. Koutsou, J. W. Negele, Y. Proestos and A. Tsapalis, *Phys. Rev. D* **83**, 014501 (2011) [arXiv:1011.3233 [hep-lat]].
- [53] M. A. Ivanov, G. Nurbakova and Z. Tyulemissov, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **15**, no.1, 1-11 (2018)
- [54] T. Sato and T. S. H. Lee, *Phys. Rev. C* **54**, 2660-2684 (1996) [arXiv:nucl-th/9606009 [nucl-th]].
- [55] H. Polinder and T. A. Rijken, *Phys. Rev. C* **72**, 065211 (2005) [arXiv:nucl-th/0505083 [nucl-th]].

- [56] J. A. Niskanen, Phys. Lett. B **107**, 344 (1981)
- [57] Z. G. Wang, Eur. Phys. J. C **57**, 711-718 (2008) [arXiv:0707.3736 [hep-ph]].
- [58] Z. Tyulemissov, A. Issadykov and K. Nurlan, AIP Conf. Proc. **2377**, no.1, 090007 (2021)
- [59] A. Issadykov, Z. Tyulemissov and K. Nurlan, AIP Conf. Proc. **2377**, no.1, 090003 (2021)
- [60] T. Gutsche, M. A. Ivanov, J. G. Körner, V. E. Lyubovitskij and Z. Tyulemissov, Phys. Rev. D **100**, no.11, 114037 (2019) [arXiv:1911.10785 [hep-ph]].
- [61] C. H. Chang, T. Li, X. Q. Li and Y. M. Wang, Commun. Theor. Phys. **49**, 993-1000 (2008) [arXiv:0704.0016 [hep-ph]].
- [62] T. Gutsche, M. A. Ivanov, J. G. Körner, V. E. Lyubovitskij and Z. Tyulemissov, Phys. Rev. D **99**, no.5, 056013 (2019) [arXiv:1812.09212 [hep-ph]].
- [63] L. J. Jiang, B. He and R. H. Li, Eur. Phys. J. C **78**, no.11, 961 (2018) [arXiv:1810.00541 [hep-ph]].
- [64] W. Wang, F. S. Yu, and Z. X. Zhao, Eur. Phys. J. C **77**, 781 (2017) [arXiv:1707.02834 [hep-ph]].
- [65] V. V. Kiselev and A. K. Likhoded, Phys. Usp. **45**, 455-506 (2002) [arXiv:hep-ph/0103169 [hep-ph]].
- [66] R. E. Marshak, Riazuddin, and C. P. Ryan, *Theory of Weak Interactions in Particle Physics* (Wiley-Interscience, New York, 1969), p. 761.
- [67] D. Bailin, "Weak Interactions," Sussex University Press, 406 (1977).
- [68] D. Ebert and W. Kallies, Yad. Fiz. **40**, 1250-1255 (1984) JINR-E2-83-863.
- [69] D. Ebert and W. Kallies, Phys. Lett. B **131**, 183 (1983) [erratum: Phys. Lett. B **148**, 502 (1984)]
- [70] H. Y. Cheng, Z. Phys. C **29**, 453-458 (1985)
- [71] H. Y. Cheng, X. W. Kang and F. Xu, Phys. Rev. D **97**, no.7, 074028 (2018) [arXiv:1801.08625 [hep-ph]].
- [72] M. A. Ivanov, J. G. Körner, V. E. Lyubovitskij and Z. Tyulemissov, Phys. Rev. D **104**, no.7, 074004 (2021) [arXiv:2107.08831 [hep-ph]].