

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«СВОЙСТВА МНОГОАДРОННЫХ РАСПАДОВ
ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ, РОЖДЕННЫХ
В ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА БОЛЬШОМ
АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ»**

Выполнил студент
213М группы
Гусейнов Абдул-Керим Демирович

подпись студента

Научный руководитель:
старший научный сотрудник
Горелов Игорь Владимирович

подпись научного руководителя

Допущена к защите _____

Зав. кафедрой _____

подпись зав. кафедрой

Москва
2022

Содержание

Введение	3
1 Кварковая структура адронов. Адронные резонансы	5
2 Состояние экспериментальных исследований	10
3 Экспериментальная установка – детектор LHCb	12
4 Моделирование и отбор событий	19
5 Аппроксимация спектров инвариантных масс.	22
5.1 Изучение распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$	22
5.2 Изучение очарованных резонансов в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	28
6 Поправки к числам распадов Λ_b^0	40
7 Систематические погрешности	46
Выводы	52
Список литературы	56

Введение

В природе существует четыре типа взаимодействий: сильное, проявляющееся между кварками и глюонами, а также между адронами и ядрами; слабое, обеспечивающее распады нейтрона и многих других основных состояний частиц; электромагнитное, описывающее взаимодействия между заряженными частицами и обуславливающее многие явления в повседневной жизни, включая, например, трение; и гравитационное, существующее между любыми объектами с ненулевой массой или энергией и регулирующее поведение планет, звезд и галактик в космическом масштабе. Исследование этих фундаментальных взаимодействий – одна из основных задач современной физики.

Стандартная модель физики частиц, разработанная в 70-х годах прошлого века, содержит наиболее полные современные научные знания о микромире и на данный момент является наиболее общепринятой теорией, характеризующей сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия. Хотя Стандартная модель и имеет ряд проблем, вследствие которых не может претендовать на звание окончательной физической теории, среди которых можно назвать осцилляции нейтрино, барионную асимметрию вещества, темную материю и иерархию масс фундаментальных частиц, точность ее предсказаний все еще остается вне конкуренции. В рамках СМ сильное взаимодействие представлено квантовой теорией поля, называемой квантовой хромодинамикой (КХД). Сила взаимодействия характеризуется константой взаимодействия, которая оказывается большой при малых передачах импульса, что приводит к непертурбативным свойствам КХД при описании мягких процессов. Это вызывает сложности при попытках точного описания особенностей сильного взаимодействия на малых энергиях из первых принципов. Таким образом, экспериментальные измерения оказываются чрезвычайно важны как для проверки знаний непертурбативной КХД, так

и в качестве входных данных для феноменологических теорий. Кроме того, редкие распады тяжелых адронов обладают высокой чувствительностью к новой физике и предоставляют уникальные возможности для ее поиска.

Большой адронный коллайдер является самым производительным ускорителем за всю историю физики частиц, а расположенный на нем детектор LHCb позволяет изучать физику тяжелых b - и c -кварков в широком диапазоне исследований. Данная работа является одной из первых, где наблюдается многочастичный распад легчайшего прелестного бариона Λ_b^0 , а особенность затрагиваемого в работе процесса в том, что в конечном состоянии c -кварк и барионный заряд переносятся разными адронами. Кроме исследования самих распадов, конечные состояния, содержащие большое количество частиц, позволяют наблюдать и измерять адронные резонансы, которые либо вовсе не наблюдались прежде, либо были измерены с малой точностью. Целью работы является наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и измерение его вероятности в нормировке на известную вероятность распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ [1, 2], наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ и измерение его вероятности в отношении к $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$, а также исследование резонансной структуры распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ и измерение проявляющихся в ней частиц. Для этого адроны регистрируются в модах $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 / D^+ \gamma$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, что позволяет существенно сократить возникающие при обработке систематические погрешности, поскольку конечные состояния содержат аналогичные наборы частиц.

Анализ отношений вероятностей распадов основан на данных, собранных детектором LHCb в 2011–2012 годах и соответствующих интегральной светимости 3 фб^{-1} . Для исследования резонансной структуры распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ и возникающих в нем очарованных резонансов используются данные двух периодов работы детектора, 2011–2012 и 2015–2018, соответствующие интегральной светимости 9 фб^{-1} . Обработка производится с помощью программных пакетов ROOT, RooFit и Ostap.

1. Кварковая структура адронов. Адронные резонансы

Открытие многочисленных адронов в XX веке заставило ученых задуматься, являются ли они на самом деле элементарными. Среди множества подходов к систематизации частиц, участвующих в сильных взаимодействиях, наиболее успешным оказалась кварковая модель, предложенная Гелл-Маном и Цвейгом в 1964 году [3, 4, 5]. В своей изначальной форме кварковая модель подразумевала наличие лишь трех кварков: u , d , s , но в дальнейшем была постепенно расширена до трех поколений кварков, каждое из которых состоит из пары частиц: u и d , c и s , t и b . На данный момент кварковая модель считается общепризнанной и является частью Стандартной модели физики частиц – наиболее точной теории в истории физики высоких энергий.

В рамках кварковой модели мезоны состоят из кварка и антикварка ($q\bar{q}$), барионы состоят из трех кварков (qqq), а антибарионы – из трех антикварков ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$). Кроме того, кварки обладают квантовым числом цвет, которое может принимать три значения, а адроны должны оставаться бесцветными, то есть быть цветовыми синглетами. Возможно также существование экзотических адронов, состав которых сложнее упомянутого, но в данной работе они не затрагиваются.

Рассмотрим возможные комбинации пары кварка и антикварка, составляющие мезоны. Для простоты сначала будем использовать только u , d и s кварки. Такой подход не лишен смысла, поскольку остальные кварки существенно тяжелее этих трех. Кварк и антикварк могут принимать один из трех ароматов, а значит, их комбинации являются прямым произведением групп $SU(3)$, которое раскладывается на прямую сумму двух представлений размерности 8 и 1: $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$. Поскольку спины кварков равны $\frac{1}{2}$, их суммарный спин может оказаться равным $S = 0$ или 1. Внутренняя четность кварков равна $+1$, а антикварков – -1 . Таким образом, в состоянии с

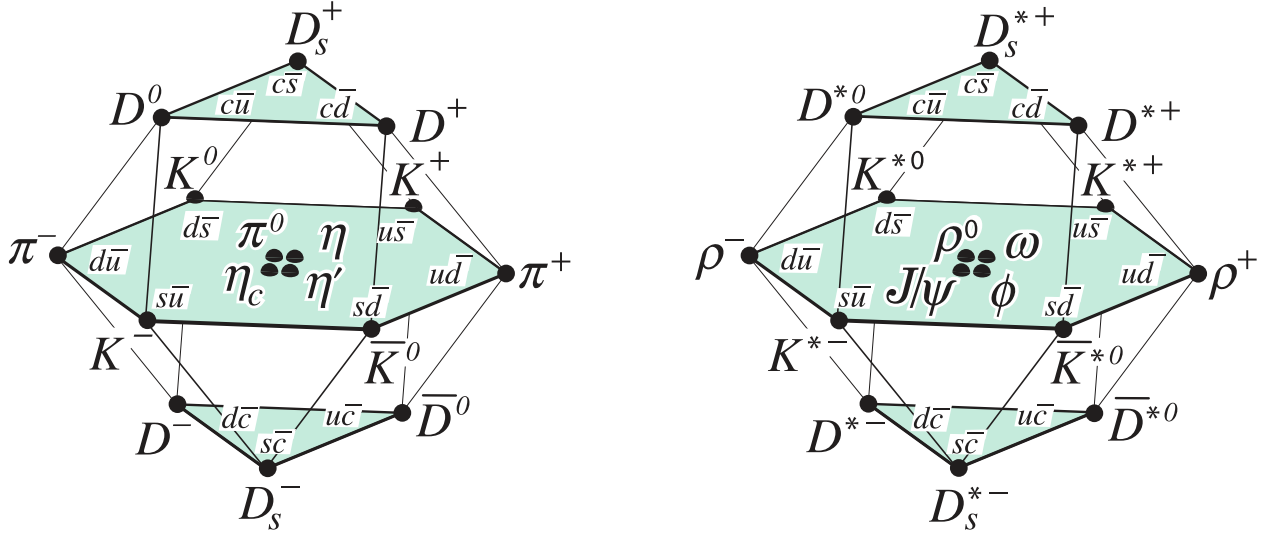


Рис. 1. Легчайшие мультиплеты мезонов, составленных из u , d , s и c кварков: псевдоскалярный (слева) и векторный (справа).

нулевым орбитальным моментом между кварками спин и четность мезона равны $J^P = 0^-$ для $S = 0$ (псевдоскалярные мезоны) и 1^- для $S = 1$ (векторные мезоны). Кроме того, ввиду того, что масса s -кварка превосходит массы u и d кварков, состояния с нулевым изоспином из октета и синглета смешиваются, образуя уже наблюдаемые в эксперименте мезоны.

Появление новых ароматов, c - и b -кварков, приводит к возникновению очарованных и прелестных мезонов, образующих аналогичные мультиплеты. Легчайшие 16-плеты мезонов, составленных из u , d , s и c кварков, приведены на рисунке 1. Используемые в данной работе очарованные мезоны D^+ и D^{*+} подобны странным мезонам \bar{K}^0 и \bar{K}^{*0} и имеют спин-четности 0^- и 1^- , соответственно. На языке квантовых чисел системы кварков $^{2S+1}L_J^P$ их можно записать как $^1S_0^-$ и $^3S_1^-$. Резонанс D^{*+} распадается по сильному и электромагнитному взаимодействиям в следующих модах:

$$D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0, \quad D^{*+} \rightarrow D^+\gamma, \quad D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+.$$

Для барионов, состоящих из трех кварков, рассмотрение осложняется тем фактом, что полная волновая функция системы должна быть антисимметрична по отношению к перестановке частиц, поскольку кварки – фер-

мионы и подчиняются статистике Ферми-Дирака. Тожественность частиц очевидна, если представить три легких кварка u , d , s как разные состояния одной частицы q . Для такой трехчастичной системы справедливо разложение $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$, где декуплет симметричен относительно поворотов в пространстве u , d , s , синглет – антисимметричен, а октеты имеют смешанную симметрию. Полная волновая функция системы раскладывается на пространственный, спиновый, ароматовый и цветовой множители: $\psi_{\text{полн}} = \psi_{\text{простр}} \psi_{\text{спин}} \psi_{\text{аром}} \psi_{\text{цвет}}$. Поскольку все адроны должны быть цветовыми синглетами, $\psi_{\text{цвет}}$ всегда имеет отрицательную четность. Три спина $\frac{1}{2}$ могут сложиться в спин $\frac{1}{2}$ или $\frac{3}{2}$, причем в первом случае четность $\psi_{\text{спин}}$ оказывается смешанной, а во втором – положительной. Четность $\psi_{\text{аром}}$ была описана ранее. Кроме того, синглет по ароматам появляется лишь в комбинации с полным спином $\frac{1}{2}$. Таким образом, в нижайшем состоянии возникают декуплет и октет, а возбуждения, имеющие смешанную четность пространственной части волновой функции, позволяют проявиться и остальным мультиплетам.

Учет более тяжелых кварков приводит к появлению новых мультиплетов, аналогичных описанным, а также мультиплетов, содержащих несколько типов кварков, отличных от u и d . Разбиение странных и очарованных барионов на мультиплеты представлено на рисунке 2. Исследуемые в работе резонансы $\Lambda_c(2595)^+$ и $\Lambda_c(2625)^+$ имеют спин-четности $J^P = \frac{1}{2}^-$ и $\frac{3}{2}^-$ и могут соответствовать барионным синглетам с кварковыми состояниями ${}^2P_{1/2}^-$ и ${}^2P_{3/2}^-$. Резонанс $\Lambda_c(2880)^+$ характеризуется $J^P = \frac{5}{2}^+$ и может быть частью октета с квантовыми числами ${}^2D_{5/2}^+$, что подтверждается наличием бариона $\Lambda_c(2860)^+$ с $J^P = \frac{3}{2}^+$. Резонансы $\Sigma_c(2455)$, $\Sigma_c(2520)$ имеют $J^P = \frac{1}{2}^+$ и $\frac{3}{2}^+$ и являются частями октета ${}^2S_{1/2}$ и декуплета ${}^2S_{3/2}$, соответственно. Спин-четность бариона $\Sigma_c(2800)$ на данный момент неизвестна.

Квантовые числа упомянутых резонансов позволяют им распадаться по

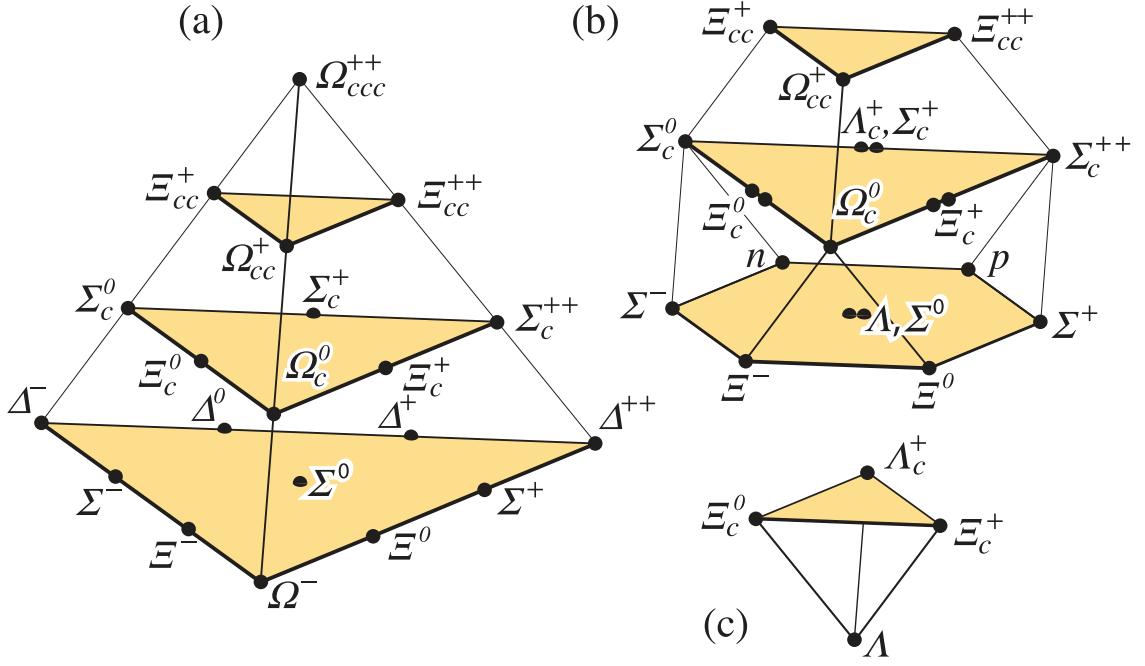


Рис. 2. Мультиплеты барионов, составленных из u , d , s и c кварков: 20-плет со странным декуплетом на нижнем уровне (а), 20-плет со странным октетом на нижнем уровне (б) и квадруплет со странным синглетом на нижнем уровне (с).

сильному взаимодействию по следующим модам:

$$\begin{aligned}
 \Lambda_c(2595)^+ &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \quad (l = 1), & \Lambda_c(2595)^+ &\rightarrow \Sigma_c(2455) \pi \quad (l = 0), \\
 \Lambda_c(2625)^+ &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \quad (l = 1), & \Lambda_c(2625)^+ &\rightarrow \Sigma_c(2455) \pi \quad (l = 2), \\
 \Lambda_c(2880)^+ &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \quad (l = 2), & \Lambda_c(2880)^+ &\rightarrow \Sigma_c(2455) \pi \quad (l = 3), \\
 \Sigma_c(2455) &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi \quad (l = 1), & \Lambda_c(2880)^+ &\rightarrow \Sigma_c(2520) \pi \quad (l = 1), \\
 \Sigma_c(2520) &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi \quad (l = 1), & \Sigma_c(2800) &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi,
 \end{aligned}$$

где разрешенные комбинации зарядов подразумеваются.

Вся информация о квантовых числах адронов взята из обзора коллаборации Particle Data Group [6].

Приведенные в этом разделе рассуждения касаются так называемых валентных кварков. Дело в том, что в квантовой хромодинамике, описывающей взаимодействие между кварками и глюонами, возникает ряд эффектов, приводящих к существенному осложнению реального состава адронов. Наличие у глюонов цветового заряда и большая величина константы

сильного взаимодействия не позволяют рассматривать адроны, системы кварков, в рамках теории возмущений, используя диаграммы Фейнмана. Вместо этого, адроны состоят из валентных кварков, определяющих квантовые числа частицы, и морских кварков и глюонов, возникающих благодаря эффектам КХД. Состав адрона в этих условиях описывается партонными распределениями, отражающими вероятность существования кварка определенного аромата или глюона внутри адрона. Например, вероятность обнаружения в протоне s - и даже b -кварка не равна нулю, несмотря на существенную разницу масс [6]. Помимо прочего, именно морские кварки и глюоны определяют массу адронов, а механизм Хиггса ответственен лишь за несколько процентов итоговой массы.

2. Состояние экспериментальных исследований

Многочастичные адронные распады, такие как $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, служат хорошими проверками для непертурбативных подходов квантовой хромодинамики таких как факторизация КХД. Кроме того, распады прелестных барионов предоставляют возможность независимых от B -мезонов измерений, способствующих поиску новой физики. Особенность исследуемых в работе распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ в том, что в конечном состоянии очарованность и барионное число переносятся разными адронами. Такая топология не только позволяет измерять очарованные барионы и мезоны, но и чувствительна к процессам адронизации s -кварка.

Впервые распад прелестного бариона Λ_b^0 на частицы с ненулевой очарованностью наблюдался коллаборацией CDF в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ [7]. Данное измерение было затем улучшено в работе коллаборации LHCb [8]. Большая относительная вероятность этого канала позволяет использовать его в качестве опоры при исследовании других распадов Λ_b^0 . Первый многочастичный распад Λ_b^0 был обнаружен коллаборацией LHCb в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ с использованием $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ в качестве нормировки [1], а его измерение было затем уточнено коллаборацией CDF [2].

На данный момент наблюдалось всего несколько распадов, в которых очарованность и барионное число распределяются по разным частицам: $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p K^-$, $\Xi_b^0 \rightarrow D^0 p K^-$ [9]. Амплитудный анализ $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p K^-$ продемонстрировал богатую резонансную структуру, позволяющую изучать возбужденные очарованные барионы [10]. Недавно коллаборация LHCb также представила первое наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D p K^-$ при $D \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, где D является суперпозицией состояний D^0 и \bar{D}^0 [11].

Проводимый в данной работе анализ является первым наблюдением распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, которые представляют большой интерес ввиду объединения двух факторов: наличия большого числа

частиц в конечном состоянии и разделения очарованности и барионного заряда.

Безлептонные распады с множеством адронов проявляют богатую резонансную структуру и интересны как для исследования самих распадов, так и для проведения адронной спектроскопии. На данный момент существуют измерения целого ряда очарованных резонансов, наблюдаемых в спектрах $m(\Lambda_c^+\pi)$ и $m(\Lambda_c^+\pi\pi)$. Наиболее точное измерение изотриплетов $\Sigma_c(2455)$, $\Sigma_c(2520)$ было проведено коллаборацией Belle [12, 13]. В работе [12] изучаются барионы с нулевым и двойным положительным зарядом и измеряются их массы по отношению к Λ_c^+ , а также их ширины. В работе [13] аналогичный анализ проводится для барионов с единичным зарядом. Резонанс $\Sigma_c(2800)$ впервые наблюдался Belle [14], но необходимы более точные измерения. Характеристики резонансов $\Lambda_c(2595)^+$, $\Lambda_c(2625)^+$ исследовались коллаборацией CDF [15], а резонанса $\Lambda_c(2880)^+$ – в работах Belle [16], BaBar [17] и LHCb [10].

В настоящей работе на достигнутой рекордной статистике данных LHCb проводится также исследование резонансной структуры распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, по итогам которого ожидается существенное уточнение измерений масс и ширин очарованных резонансов, а также достижение новых физических результатов.

3. Экспериментальная установка – детектор ЛHCб

Большой адронный коллайдер – самый большой ускоритель в истории физики частиц. Он представляет собой синхротрон, расположенный под землей на границе Франции и Швейцарии вблизи Женевы на средней глубине приблизительно 100 метров. Поскольку сталкиваемые частицы не являются парой частица-античастица, коллайдер состоит из двух отдельных колец, имеющих несколько точек пересечения, где и происходят соударения. Длина каждого из колец составляет 26.7 километров, а ускоряться в них могут протоны и тяжелые ионы. На Большом адронном коллайдере расположены четыре основных эксперимента: два эксперимента общего назначения, ATLAS и CMS, ЛHCб, изначально нацеленный на физику тяжелых адронов, и ALICE, специализирующийся на физике тяжелых ионов. Кольцо ускорителя и расположение основных экспериментов схематично показаны на рисунке 3.

Периоды работы БАК, включая тесты и настройку системы БАК, набор

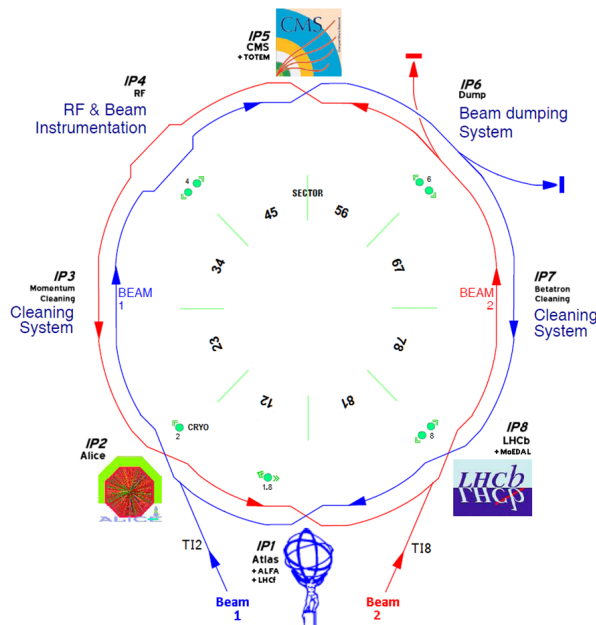


Рис. 3. Схематичное представление двухкольцевой структуры Большого адронного коллайдера и основных расположенных на нем экспериментов.

технических данных и набор данных, предназначенных для физического анализа, объединяют и обозначают как Run. В промежутках между ними происходит обслуживание и модернизация как ускорителя, так и детекторов. Первое улучшение было нацелено, в частности, на увеличение энергии столкновения протонов. Run 1 для протонных пучков длился с 2011 до 2012 года, в течение которых энергия в системе центра масс составляла 7 и 8 ТэВ. Run 2 длился с 2015 до 2018 года, а энергия соударения составляла 13 ТэВ. Run 3 начался в апреле текущего 2022 года, то есть на год позже графика.

Эксперимент Large Hadron Collider beauty (LHCb) – один из четырех основных экспериментов, расположенных на Большом адронном коллайдере. Изначально LHCb создавался для проведения рекордно точных измерений в прелестном и очарованном секторах Стандартной модели, включая нарушение CP -четности и исследование очень редких распадов. Такие опыты предоставляют способ проведения косвенных, но довольно чувствительных, проверок с целью обнаружения новой физики вне Стандартной модели. Однако с тех пор программа физики на LHCb существенно расширилась, и коллаборация привнесла выдающийся вклад в обогащение современных знаний об адронной спектроскопии, физике тяжелых ионов, экзотических частицах, физике странных частиц и так далее. Многим достижениям коллаборации способствуют тщательно продуманная архитектура детектора LHCb и многостадийные системы обработки данных, которые позволяют реконструировать распады прелестных и очарованных частиц эффективно и с высокой точностью.

Детектор LHCb оптимизирован для сбора и реконструкции прелестных и очарованных частиц [18, 19]. В протонных соударениях при энергии порядка ТэВ рождение $b\bar{b}$ пар происходит существенно чаще вдоль линии пучка, поэтому детектор LHCb устроен в виде одноплечевого спектрометра и покрывает угловые интервалы от 0.01 до 3 радиан по горизонтали и от

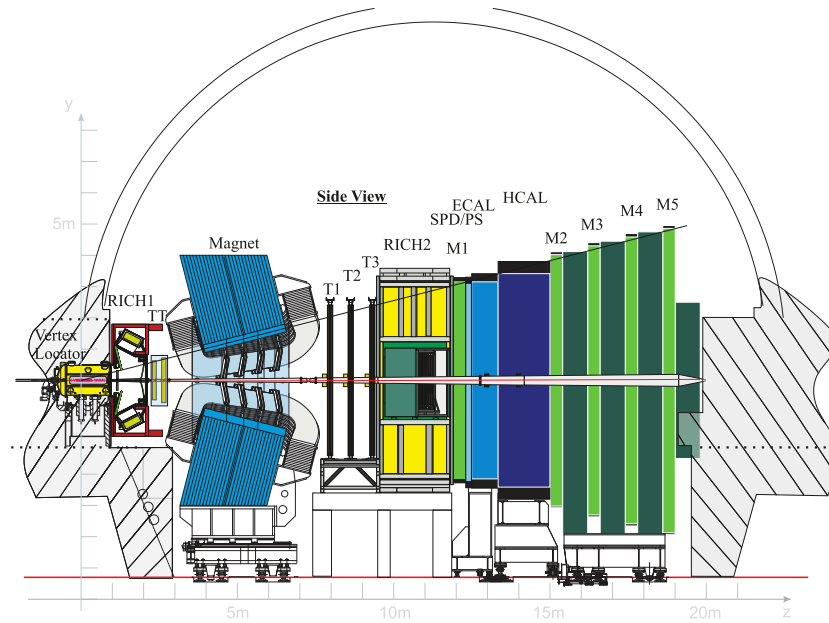


Рис. 4. Общий вид и основные элементы детектора LHCb.

0.01 до 2.5 радиан по вертикали. При таких размерах примерно четверть образованных $b\bar{b}$ пар регистрируется детектором. Общий вид детектора представлен на рисунке 4. Изучение прелестных и очарованных барионов в протонных соударениях на БАК требует высокоэффективной сепарации сигнала и колоссального количества фона, проистекающего из мягких процессов квантовой хромодинамики. Также требование высокоточной реконструкции сигнальных процессов позволяет достигать хорошего разрешения по массам, времени жизни, угловым переменным и прочему. Детекторные системы, составляющие комплекс LHCb, оптимизированы для определенных задач.

Трековая система позволяет восстанавливать траектории заряженных частиц, а также вершины взаимодействий и распадов. Ее пространственное разрешение достаточно велико для идентификации ненулевого расстояния, преодолеваемого нерезонансными прелестными и очарованными адронами до их распада, что необходимо для снижения фона, обусловленного треками частиц, рожденных непосредственно в вершине соударения протонов. Кроме того, вкупе с дипольным магнитом, трековая система также позво-

ляет с достаточной точностью оценивать импульсы частиц, вследствие чего LHCb имеет хорошее разрешение по кинематическим переменным, используемым в разнообразных физических анализах. Трековая система состоит из вершинного детектора (VELO), трековых станций TT и T1–T3 и дипольного магнита. Вершинный детектор расположен в непосредственной близости от точки соударения пучков и представляет собой кремниевый микростриповый детектор. Он состоит из сенсоров двух типов, одни из которых регистрируют радиальное положение частицы по отношению к линии пучка, а другие – азимутальный угол. Выбор полярных координат позволяет ускорить принятие решений триггерной системой. Типичное значение эффективности регистрации частиц вершинным детектором составляет 98%, а пространственное разрешение имеет величину около 7 мкм. Из трековых станций, TT расположен перед магнитом и регистрирует все три координаты заряженной частицы с эффективностью более 99% и разрешением 50 мкм. Остальные три станции расположены после магнита и каждая из них состоит из двух частей: внутренней, расположенной ближе к линии пучка, и внешней, покрывающей остальную часть телесного угла LHCb. Внутренняя часть, как и TT, вновь является кремниевым микростриповым детектором и имеет характеристики, подобные TT. Внешняя часть, в свою очередь, является дрейфовой камерой, содержащей смесь аргона, CO₂ и O₂. Ее эффективность может превышать 99%, а разрешение можно грубо оценить величиной 200 мкм. В данном анализе использовались только треки, имеющие следы во всех частях трековой системы, поскольку они предоставляют наиболее полную информацию о частицах.

Протонные пучки для детектора LHCb слегка расфокусируют для достижения более стабильной светимости и снижения нагрузки на детектор. Количество заряженных частиц, образуемых в соударениях на LHCb, достигает примерно 100. Разделение частиц разных типов в детекторе позволяет существенно сократить фон случайных комбинаций при реконструк-

ции эксклюзивных прелестных и очарованных распадов и тоже является требованием к детектору LHCb. Система идентификации частиц опирается на информацию из черенковских детекторов (RICH1 и RICH2), калориметров (ECAL и HCAL) и мюонных камер (M1–M5). Черенковские детекторы основаны на явлении излучения Вавилова-Черенкова, которое проявляется, когда скорость заряженной частицы в среде оказывается выше скорости света. В такой ситуации возникает излучение в конусе с углом $\theta_C = \arccos(c_m/v)$, где c_m – скорость света в среде, а v – скорость заряженной частицы. Измерение угла излучения позволяет определить скорость частицы, а трековая система, описанная ранее, измеряет импульс. Сравнение этих независимых измерений и позволяет определить тип частицы. Черенковские детекторы являются основой системы идентификации частиц. Среди четырех основных экспериментов на БАК только LHCb оснащен черенковскими детекторами, что делает его уникальным и открывает дорогу для более тонкого изучения распадов тяжелых адронов. Наличие двух черенковских детекторов продиктовано тем фактом, что угол θ_C при больших импульсах выходит на насыщение и перестает предоставлять достаточно точную информацию о типе частицы. Для учета этого эффекта один из детекторов содержит аэрогель и газ C_4F_{10} , а другой – только газ CF_4 . Таким образом, они оказываются чувствительны к типам частиц в разных интервалах импульса и дополняют друг друга. Калориметры служат в основном для измерения энергий частиц, включая электрически нейтральные. Как электромагнитный, так и адронный калориметры имеют меньшие размеры ячеек вблизи линии пучка для компенсации разницы в множественности частиц. Электромагнитный калориметр имеет чередующуюся структуру из сцинтилляторов и свинца. Толщина калориметра составляет 25 радиационных длин, так что электромагнитные ливни от фотонов и электронов оказываются полностью поглощенными. Адронный калориметр (HCAL) состоит из чередующихся плиток сцинтиллятора и железа. Ввиду простран-

ственных ограничений, толщина этой части калориметра ограничена 5.6 длинами взаимодействия, и поэтому он не успевает поглотить ливень частиц целиком, а лишь предоставляет оценку энергий адронов. Основной задачей HСAL является быстрое измерение энергии для последующего использования триггерной системой. Мюонные камеры расположены дальше всех от точки соударения протонов и предоставляют необходимые данные как для идентификации мюонов, так и для отбора событий. Оба этих критерия являются неотъемлемой частью многих исследований на LHCb. Одна из мюонных камер, M1, расположена перед калориметром, что способствует измерению поперечного импульса, используемого системой отбора событий. M1 представляет собой газовый электронный умножитель, а остальные детекторы M2–M5 – многопробродные пропорциональные счетчики. Между каждой камерой M2–M5 расположен слой железа, действующий в качестве аппаратного фильтра высокоэнергичных мюонов. Детекторы M1–M3 позволяют с высокой скоростью оценить поперечный импульс мюона отдельно от трековой системы. Относительная точность такой оценки составляет 20%.

Задачей системы триггеров является эффективная реконструкция и отбор интересующих событий непосредственно во время сбора данных. Она контролирует частоту событий и количество информации так, чтобы нагрузка оставалась в пределах производительности доступной долгосрочной памяти. Триггер LHCb состоит из двух частей: аппаратной и программной [20, 21]. Решения аппаратной части основаны на информации из калориметров и мюонных камер, а события отбираются по большим поперечным импульсам и энергиям продуктов распадов прелестных и очарованных адронов. Большая величина поперечного импульса, измеренного мюонными камерами M1–M3 без использования данных трековой системы, гарантирует прохождение аппаратного этапа отбора. Кроме того, аппаратный триггер устанавливает верхний предел на множественность заряженных

частиц, поскольку события с большой множественностью реконструируются со значительными погрешностями. Аппаратный отбор сокращает частоту событий с 40 МГц до 1 МГц, на которой может работать упрощенный алгоритм реконструкции событий, а вместе с ним и программный триггер. Программный отбор производится в две стадии. На первой восстанавливаются треки событий, а также на основе данных вершинного детектора устанавливается точка соударения протонов, что позволяет находить отклонения треков от нее. Треки, имеющие следы во всех частях трековой системы и существенно отклоненные от исходной вершины свидетельствуют о произошедшем распаде b или c кварка. Кроме того, отбираются события с большой инвариантной массой двух мюонов. На второй стадии частично восстанавливаются распады частиц и производится более глубокий анализ актуальности события. Событие может пройти отбор как благодаря частицам распада, непосредственно изучаемого в анализе, так и благодаря частицам какого-либо стороннего распада. Этот факт отражен в данных наличием переменной, содержащей информацию о том, по какой именно причине данное событие прошло отбор во время сбора данных. Эта переменная может принимать два значения: триггер сработал на сигнал (TOS) или триггер сработал независимо от сигнала (TIS).

4. Моделирование и отбор событий

Кроме отбора событий непосредственно при соударениях, для подавления фона в каждом конкретном анализе накладываются дополнительные ограничения на кинематические характеристики частиц и вероятности корректного определения типа частицы.

Распады $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ восстанавливаются в каналах $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ соответственно. Удобство такого выбора обусловлено совпадением набора частиц, остающихся в конечном состоянии и, таким образом, регистрируемых детектором. Схожесть кинематики распадов и реакции детектора упрощает сравнение и нормировку при расчете относительных вероятностей распада Λ_b^0 адрона. Ограничения, накладываемые на частицы используемых распадов, приведены в таблице 1. Параметр $P(x)$ выражает вероятность того, что трек принадлежит частице указанного типа x , а t для Λ_b^0 – время распада в собственной системе отсчета бариона.

Таблица 1. Критерии отбора событий, применяемые на стадии анализа данных ЛНСб.

Част.	Парам.	Условие отбора	Част.	Парам.	Условие отбора
Λ_b^0	p_T	$\in (3, 30)$ ГэВ/ c	p	p	$\in (9, 120)$ ГэВ/ c
	y	$\in (2.0, 4.5)$		η	$\in (2.0, 4.9)$
	ct	> 0.1 мм		p_T	$\in (0.5, 10)$ ГэВ/ c
		$P(p)$		> 0.5	
π	p	$\in (3, 120)$ ГэВ/ c	K	p	$\in (3, 120)$ ГэВ/ c
	η	$\in (2.0, 4.9)$		η	$\in (2.0, 4.9)$
	p_T	$\in (0.3, 15)$ ГэВ/ c		p_T	$\in (0.3, 15)$ ГэВ/ c
	$P(\pi)$	> 0.1		$P(K)$	> 0.1

Одних лишь экспериментальных данных оказывается недостаточно для разумной оценки физических характеристик частиц и распадов. Это связано как с погрешностями, вносимыми аппаратурой детектора и процессом реконструкции событий, так и с влиянием геометрии детектора и дополнительных ограничений, накладываемых для подавления фона в наборах экспериментальных данных. На ЛНСб моделирование протонных соударений производится с помощью пакета RUTHIA [22] с конфигурацией, специально разработанной для ЛНСб [23]. Распады нестабильных частиц описываются EVTGEN [24], в котором излучения в конечном состоянии создаются PHOTOS [25]. Моделирование взаимодействий частиц с детектором и его реакции реализовано в программе GEANT4 [26, 27], как описано в источнике [28] применительно к ЛНСб.

Для анализа очарованных резонансов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ моделирование распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^{*+} \pi^-$, $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$, $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^{(*)} \pi$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^{(*)} \pi \pi$, $\Sigma_c^{(*)} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi$, где Λ_c^{*+} – любая из частиц $\Lambda_c(2595)^+$, $\Lambda_c(2625)^+$, $\Lambda_c(2880)^+$, а $\Sigma_c^{(*)}$ – любая из разрешенных законами сохранения энергии и импульса частиц $\Sigma_c(2455)$, $\Sigma_c(2520)$, $\Sigma_c(2800)$ и подразумеваются все возможные комбинации зарядов, включающие $\Sigma_c^{(*)++}$ или $\Sigma_c^{(*)0}$, производится в предположении однородности распределения по фазовому пространству. Распад Λ_c^+ моделируется по каналам $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \Delta^{++}$, $\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}$, $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, каждый из которых также считается распределенным по фазовому пространству однородно.

Для анализа распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ сами распады $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, а также $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^{(*)++0} \pi^-, + \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^{*+} \pi^-$, $\Sigma_c^{(*)++0} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^{+,-}$, $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$, где $\Sigma_c^{(*)}$ – любой из резонансов $\Sigma_c(2455)$, $\Sigma_c(2520)$, а Λ_c^{*+} – любой из резонансов $\Lambda_c(2595)^+$, $\Lambda_c(2625)^+$, моделируются в предположении однородного распределения по фазовому пространству. Для достижения лучшего соответствия между кинематикой распадов в данных моделирования и эксперимента наборы симу-

лированных событий подвергаются взвешиванию по инвариантным массам двух- и трехчастичных комбинаций D^+ , p , π^- , π^- .

Для устранения дополнительных систематических погрешностей детектор LHCb половину времени работы каждый год находится в режиме, при котором поле магнита направлено в противоположную сторону. Наборы моделированных данных, соответствующие разным годам работы детектора и разным ориентациям поля магнита, симулируются независимо. Эти наборы событий подвергаются тем же процедурам реконструкции и отбора, что и экспериментальные данные.

Кроме того, важно заметить особенность, вносимую триггером детектора LHCb. Как было описано в разделе 3, событие может пройти отбор как благодаря распаду, непосредственно изучаемому в анализе, так и благодаря стороннему распаду. Свойства распада и важность конкретного события, очевидно, не зависят от решения триггера, если в событии присутствует интересующий распад. С другой стороны, необходимость сравнивать экспериментальные данные с моделированием требует идентичного обращения с обоими наборами данных. Поскольку сторонних распадов в симуляции нет, единственным решением оказывается рассматривать в экспериментальном наборе лишь те события, в которых триггер сработал именно на исследуемый распад. Это требование сокращает количество обрабатываемых событий и тем самым увеличивает статистическую погрешность. Однако в анализах, где непосредственного сравнения между экспериментом и моделированием не происходит, это требование не сохраняется, и для обработки доступны полные наборы данных.

5. Аппроксимация спектров инвариантных масс

Характеристики распадов и резонансов извлекаются из спектров инвариантных масс частиц конечного состояния. Для этого строятся функции, зависящие от нескольких параметров, и производится аппроксимация спектров, позволяющая определить значения и погрешности вычисления параметров модели. Для успешной и точной обработки данных необходимо учесть все особенности распределения масс и все процессы, дающие вклад в его формирование.

5.1. Изучение распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$

Спектр инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ обладает узким пиком, соответствующим распаду $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и широкой структурой слева от основного пика, соответствующей распаду через резонансное состояние $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$. Мезон D^{*+} в этом случае распадается на $D^+ \pi^0$ или $D^+ \gamma$, где нейтральная частица не восстанавливается детектором. Фон в спектре масс состоит из двух компонент. Во-первых, в него входят случайные комбинации треков, удовлетворяющие всем критериям отбора событий. Эта компонента называется комбинаторным фоном. Во-вторых, помимо распада через резонанс D^{*+} , барион Λ_b^0 может испытывать прямой распад на конечное состояние $D^+ \pi^0 p \pi^- \pi^-$. Как будет показано далее, этот вклад имеет форму, не обладающую выраженным пиком и, кроме того, не подлежит изучению в данном анализе и поэтому считается частью фона. Прямой распад на состояние $D^+ \gamma p \pi^- \pi^-$ тоже возможен, но не учитывается, поскольку его вероятность существенно меньше адронной моды, а смысла в увеличении количества параметров фона нет.

Форма вклада, описывающего распад $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$, представляет собой чистую реакцию детектора и алгоритмов восстановления треков, поскольку все частицы в конечном состоянии заряженные и успешно реги-

стрируются, а естественная ширина Λ_b^0 имеет чрезвычайно малую величину $\Gamma_{\Lambda_b^0} \approx \hbar/\tau_{\Lambda_b^0} \approx 4.5 \cdot 10^{-4}$ эВ [6], обусловленную тем, что распад происходит по слабому взаимодействию. Во многих ситуациях отклик детектора можно считать гауссовым, но, с учетом описанных обстоятельств и важности рассматриваемой компоненты, распределение Гаусса недостаточно точно воспроизводит данные эксперимента, особенно при бóльших отклонениях от центрального значения пика. Среди процессов, происходящих при регистрации частиц и не подчиняющихся распределению Гаусса, также можно назвать потери энергии до входа в калориметры. Для учета этих факторов была выбрана следующая функция:

$$S_{D^+} = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma_m^2}\right), & -\alpha_L < \frac{m-m_0}{\sigma_m} < \alpha_R, \\ A_L \cdot \left(B_L - \frac{m-m_0}{\sigma_m}\right)^{-n_L}, & \frac{m-m_0}{\sigma_m} \leq -\alpha_L, \\ A_R \cdot \left(B_R + \frac{m-m_0}{\sigma_m}\right)^{-n_R}, & \frac{m-m_0}{\sigma_m} \geq \alpha_R, \end{cases}$$

в которой $m = m(D^+ p \pi^- \pi^-)$; $\alpha_L, \alpha_R, n_L, n_R, m_0, \sigma_m$ – параметры аппроксимации, каждый из которых больше нуля, а $n_L, n_R > 1$. Коэффициенты A_L, A_R, B_L, B_R, N находятся из условий нормировки S_{D^+} на единицу и непрерывности $S_{D^+}(m)$ и ее производной:

$$\begin{aligned} A_{L,R} &= \left(\frac{n_{L,R}}{\alpha_{L,R}}\right)^{n_{L,R}} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha_{L,R}^2}{2}\right), \\ B_{L,R} &= \frac{n_{L,R}}{\alpha_{L,R}} - \alpha_{L,R}, \\ N &= \frac{1}{\sigma_m} \frac{1}{I_L + I_R}, \\ I_{L,R} &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha_{L,R}}{\sqrt{2}}\right) + \frac{1}{\alpha_{L,R}} \frac{n_{L,R}}{n_{L,R} - 1} \exp\left(-\frac{\alpha_{L,R}^2}{2}\right). \end{aligned}$$

Функция подобного вида, но со степенным хвостом только с одной стороны, была впервые рассмотрена участником коллаборации Crystal Ball [29] и называется Crystal Ball функцией. Сравнение двухсторонней Crystal Ball функции с традиционным распределением Гаусса от переменной $x = \frac{m-m_0}{\sigma_m}$

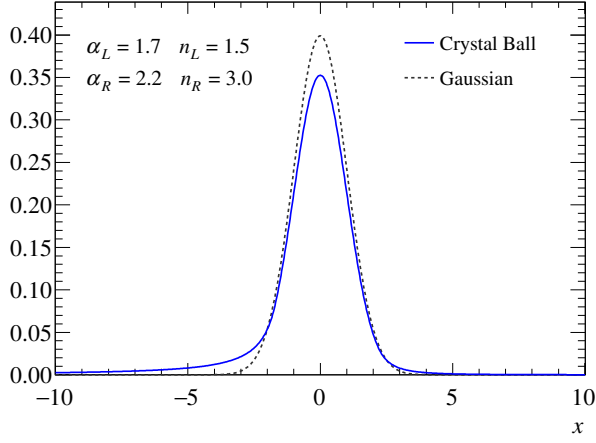


Рис. 5. Сравнение выбранной модели распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ с функцией Гаусса для иллюстративного набора параметров.

для иллюстративного набора параметров показано на рисунке 5.

Для резонансного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ при $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 / D^+ \gamma$ и прямого распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ \pi^0 p \pi^- \pi^-$ пользоваться функцией отклика детектора напрямую невозможно, поскольку в каждом из них одна из частиц в конечном состоянии имеет нулевой заряд и в данном анализе не восстанавливается. Для их аппроксимации используется следующий подход. Сперва, согласно описанию раздела 4, с помощью метода Монте-Карло производится моделирование распадов и извлекаются распределения событий по массе $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$, обусловленные кинематикой. Результаты этого этапа представлены на рисунке 6. Затем, для учета влияния детектора и процесса реконструкции событий полученные распределения сворачиваются с функцией Гаусса с нулевым средним и шириной, взятой из гауссовой основы модели канала $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$, описанной ранее. Кроме того, для компенсации неточности, вносимой разницей в кинематике распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ в симуляции и в эксперименте, полученные для D^{*+} распределения модулируются полиномом первой степени со свободными параметрами. Модулировать спектр прямого распада через $D^+ \pi^0$ не имеет смысла, поскольку фон в этой области не нуждается в дополнительных параметрах. Полученные в итоге функции далее обозначены как $S_{D^{*+}(\pi^0)}$, $S_{D^{*+}(\gamma)}$

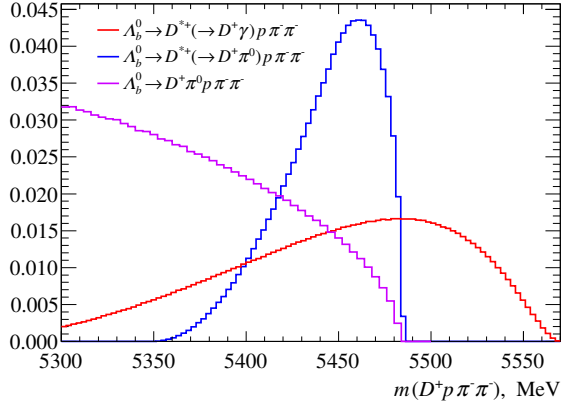


Рис. 6. Распределения инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ \pi^0 p \pi^- \pi^-$, обусловленные кинематикой.

и $S_{D^+ \pi^0}$.

Для более точного извлечения параметров, описывающих модель распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, необходимо принять во внимание два фактора. Во-первых, компонента, соответствующая моде $D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$ не имеет ярко выраженного пика даже до учета отклика детектора и тем более не будет иметь после. Во-вторых, названная мода реализуется электромагнитным взаимодействием, а конкурирующая – сильным, вследствие чего интегральное количество соответствующих ей событий ожидается довольно малым. Для компенсации этих недостатков вклады двух распадов через промежуточное состояние с резонансом D^{*+} складываются с коэффициентами, учитывающими вероятности этих мод: $\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0) = 30.7 \pm 0.5\%$, $\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma) = 1.6 \pm 0.4\%$ [6]. В результате модель вклада канала $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ приобретает вид

$$S_{D^{*+}} = \alpha S_{D^{*+}(\pi^0)} + \beta S_{D^{*+}(\gamma)}, \quad \beta/\alpha = 0.052 \pm 0.013.$$

Наличие погрешности у отношения вероятностей мод распада D^{*+} приводит к неоднозначности выбора коэффициентов сложения, а вместе с этим и к систематической ошибке. Она будет обсуждаться далее в разделе 7.

Комбинаторный фон имеет гладкую монотонную форму и описывается убывающим полиномом третьей степени.

Кроме того, для увеличения точности извлекаемых из экспериментальных данных результатов общепринятой практикой является фиксирование определенных параметров модели на значениях, полученных при аппроксимации более обширных наборов данных эксперимента или же моделирования. Если не фиксировать такие параметры, погрешность результатов, обусловленная конечностью набора данных и называемая статистической, будет существенно увеличена благодаря их вариации. С другой стороны, при фиксации этих параметров появляются дополнительные “входные данные” модели. Выбор значений, на которых они фиксируются, во-первых, должен быть строго обоснован, а во-вторых, никогда не может быть единственным. Таким образом, возникает погрешность, обусловленная способом обработки данных, то есть систематическая. Как видно, определенная ошибка присутствует в обоих подходах, но складывается из разных компонент. Если во втором подходе удастся достаточно сильно ограничить разумные пределы изменения таких параметров, систематическая погрешность может оказаться меньше статистической первого подхода. В этом случае выгодно воспользоваться описанной процедурой. В данной работе такой подход реализован для параметров $\alpha_{L,R}$, $n_{L,R}$ степенных хвостов модели распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$: их величины фиксируются на значениях, полученных при аппроксимации данных моделирования. Существует и альтернативный способ извлечь выгоду из всех имеющихся для анализа наборов событий – произвести одновременную аппроксимацию соответствующих распределений. Этот метод используется при изучении очарованных резонансов в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ и описан далее в этом разделе.

Полная модель спектра масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ является суммой всех описанных вкладов с варьируемыми коэффициентами – числами событий, которые и представляют наибольший интерес. Для нахождения этих чисел и всех остальных параметров модели минимизируется логарифм расширен-

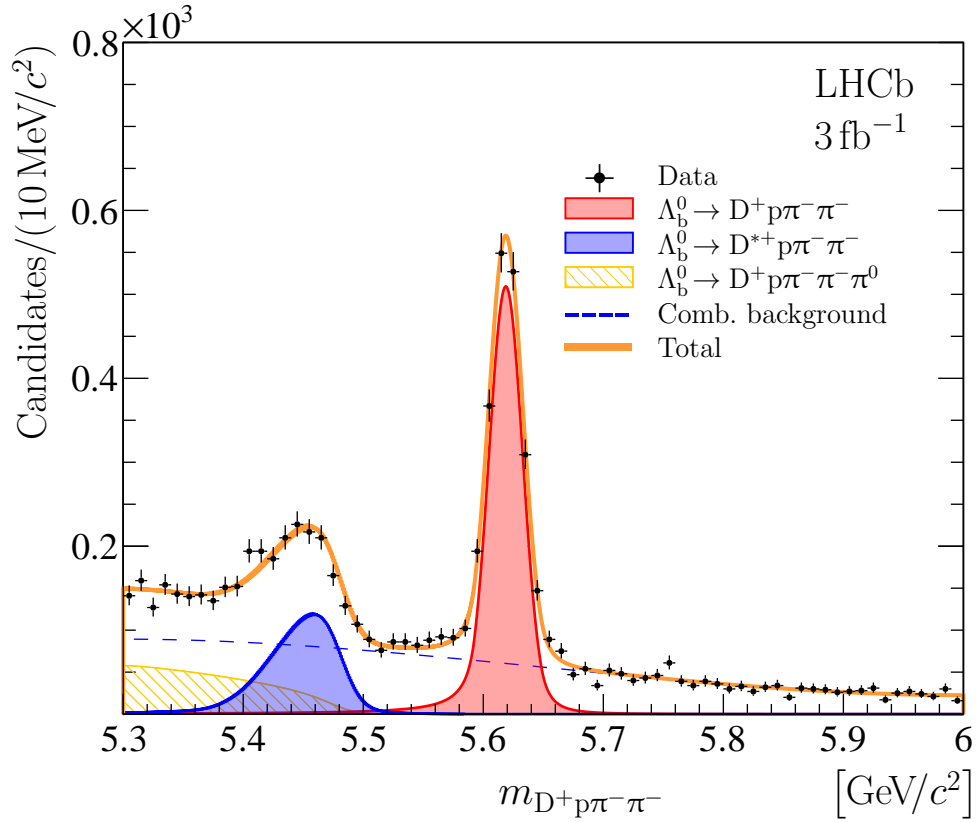


Рис. 7. Аппроксимация экспериментального спектра инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ [31].

ной функции правдоподобия, взятый с противоположным знаком [30]

$$\begin{aligned}
 -\log \mathcal{L} = & - \sum_{k=1}^{N_{\text{полн}}} \log (N_{D^+} S_{D^+} + N_{D^{*+}} S_{D^{*+}} + N_{D^+ \pi^0} S_{D^+ \pi^0} + N_{\text{фон}} B) + \\
 & + (N_{D^+} + N_{D^{*+}} + N_{D^+ \pi^0} + N_{\text{фон}}) - \\
 & - N_{\text{полн}} \log (N_{D^+} + N_{D^{*+}} + N_{D^+ \pi^0} + N_{\text{фон}}),
 \end{aligned}$$

где N_i – число событий во вкладе i , S_i – его модель, B – модель фона, а $N_{\text{полн}}$ – полное число наблюдаемых событий в спектре. При минимизации наборы данных не разбиваются по ячейкам на оси, а сохраняются в виде точек. Результат аппроксимации экспериментального спектра в проекции на распределение по ячейкам показан на рисунке 7, а значения основных параметров приведены в таблице 2. Этот результат был опубликован в статье [31].

Спектр инвариантных масс $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ имеет схожую структуру,

Таблица 2. Основные результаты аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс $m(D^+p\pi^-\pi^-)$ и $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-)$. (Неофициальный результат LHCb)

Параметр	Значение	Параметр	Значение
N_{D^+}	1933 ± 56	$N_{\Lambda_c^+}$	26505 ± 177
$N_{D^{*+}}$	862 ± 55	$N_{\Sigma_c^{(*)+}}$	3301 ± 130
$N_{D^+\pi^0}$	674 ± 209	$N_{\Lambda_c^+\pi^0}$	6234 ± 285

составляемую распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^{(*)+}\pi^+\pi^-\pi^-$ при $\Sigma_c^{(*)+} \rightarrow \Lambda_c^+\pi^0$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^0\pi^+\pi^-\pi^-$ и комбинаторным фоном. Аналогично модели спектра $m(D^+p\pi^-\pi^-)$, распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$ описывается Crystal Ball функцией, вклады распадов, в конечных состояниях которых присутствует нейтральный пион, определяются из Монте-Карло моделирования и сворачиваются с гауссианом, а комбинаторный фон моделируется убывающим полиномом третьей степени. Параметры хвостов Crystal Ball функции, как и прежде, фиксируются на значениях, полученных при аппроксимации данных моделирования. Результат аппроксимации экспериментального спектра $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$ представлен на рисунке 8 слева, а значения основных параметров приведены в таблице 2. Этот результат также опубликован в статье [31].

5.2. Изучение очарованных резонансов в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$

Исследование очарованных резонансов $\Lambda_c(2595)^+$, $\Lambda_c(2625)^+$, $\Lambda_c(2880)^+$, $\Sigma_c(2455)^{++,0}$, $\Sigma_c(2520)^{++,0}$, $\Sigma_c(2800)^{++,0}$ в спектрах инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$ и $m(\Lambda_c^+\pi^\pm)$ проводится в несколько стадий. Поскольку названные резонансы ожидаются в промежуточных состояниях распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, из спектров всех отобранных событий необходимо вывести спектры тех, которые относятся именно к этому распаду. Это осуществ-

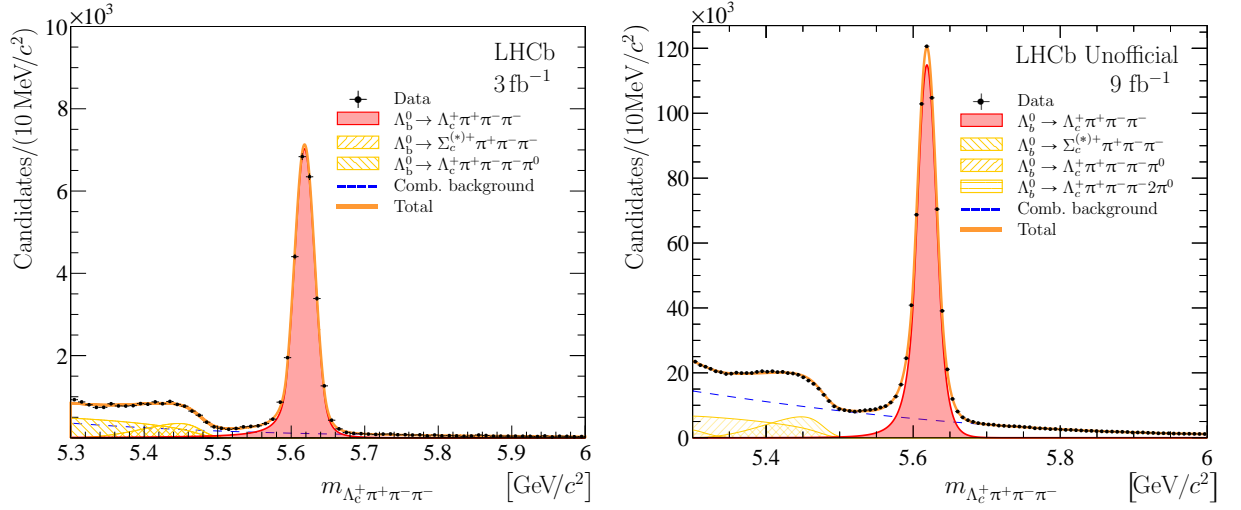


Рис. 8. Аппроксимация экспериментальных спектров инвариантных масс $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, построенных на основе данных Run 1 (слева) [31] и Run 1 и Run 2 (справа).

ляется с помощью методики *sPlot*, предложенной, детально описанной и обоснованной в источнике [32]. Здесь же приводится краткое изложение процесса присвоения весов событиям. Методика *sPlot* позволяет извлекать распределения нескольких компонент, дающих вклад в общий набор данных. В ней используются так называемые дискриминирующие переменные (y), чьи распределения считаются известными для каждого источника событий, чтобы вывести для каждой компоненты неизвестные распределения величин другого набора (x), которые называются контрольными переменными. Базовым требованием методики является отсутствие корреляций между дискриминирующими и контрольными переменными. Пусть в данных содержится N_s компонент. Каждому событию присваивается вес, определяемый выражением

$$P_n(y_e) = \frac{\sum_{i=1}^{N_s} V_{ni} f_i(y_e)}{\sum_{i=1}^{N_s} n_i f_i(y_e)},$$

где e – номер события, $f_i(y)$ – известное распределение компоненты i в спектре дискриминирующих переменных, n_i обозначает ожидаемое полное число событий компоненты i , вычисленное на основе дискриминирующих

переменных, а матрица V_{ni} определяется через обратную с помощью соотношения

$$V_{ni}^{-1} = \sum_e \frac{f_n(y_e) f_i(y_e)}{\left(\sum_{k=1}^{N_s} n_k f_k(y_e)\right)^2}.$$

Тогда в распределении переменных x внутри интервала $(x - \Delta x, x + \Delta x)$ оценка количества событий, обусловленных компонентой i , может быть записана как

$$n_i M_i(x) \Delta x = \sum_{|x_e - x| < \Delta x} P_i(y_e),$$

где $M_i(x)$ является функцией распределения компоненты i в спектре контрольных переменных. Необходимые свойства этой оценки обусловлены отсутствием корреляций между x и y и строго доказаны в источнике [32]. В данном анализе в качестве дискриминирующей переменной использовалась инвариантная масса $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$.

Таким образом, первым этапом исследования очарованных резонансов была аппроксимация спектра $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, однако теперь обрабатывались данные, собранные детектором LHCb за оба периода Run 1 и Run 2. Существенное увеличение статистики потребовало некоторых изменений в модели, а именно, добавления вклада от прямого распада с двумя нейтральными пионами $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^- 2\pi^0$. Его форма вновь определяется из моделирования. Результат аппроксимации этого спектра представлен на рисунке 8 (справа). Как видно, количество доступных для обработки событий возросло более чем в десять раз.

Еще одним отличием между обработкой событий для изучения распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ и для изучения очарованных резонансов был подход к использованию данных моделирования. Как было упомянуто ранее в разделе, извлечь выгоду из наличия дополнительных наборов событий можно не только фиксируя параметры модели и перенося погрешность в систематическую, но и производя одновременную аппроксимацию соответству-

ющих спектров. Этот подход обычно используется, когда объемы данных во всех наборах сравнимы, а их отдельная аппроксимация имеет примерно одинаковые погрешности. Для осуществления одновременной аппроксимации необходимо построить модели двух или более спектров таким образом, чтобы они содержали соответствующие общие параметры, а в процессе аппроксимации был обеспечен программный доступ к их значениям. Алгоритм минимизации в этом случае должен одновременно учитывать все спектры и определять значения параметров, наиболее подходящие для одинаково качественного их описания, то есть минимизируемая функция приобретает дополнительные слагаемые или множители. Кроме того, одновременную аппроксимацию удобно использовать, если интересующими величинами являются не все параметры моделей по отдельности, а какие-либо соотношения между ними. Например, в спектрах $m(\Lambda_c^+ \pi^+)$ и $m(\Lambda_c^+ \pi^-)$ ожидается появление резонансов $\Sigma_c(2455)^{++}$ и $\Sigma_c(2455)^0$, соответственно. Для более точного измерения разности их масс можно воспользоваться одновременной аппроксимацией, при которой параметр, выражающий массу одного из резонансов, представляет собой сумму двух независимых параметров: массы другого резонанса и разности масс.

Необходимо также заметить, что среди конечных частиц распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, в котором изучаются очарованные резонансы, присутствует два отрицательно заряженных пиона. Рассмотрим распад через $\Sigma_c(2455)^0$: $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c(2455)^0 \pi^+ \pi^-$, $\Sigma_c(2455)^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$. $\Sigma_c(2455)^0$ является адронным резонансом, то есть распадается по сильному взаимодействию за время порядка 10^{-22} с, не успевая пролететь осязаемое расстояние. Детектор и процесс реконструкции треков частиц не смогут определить, какой из отрицательно заряженных пионов произошел напрямую из распада Λ_b^0 , а какой был частью резонанса. В результате, как спектр $m(\Lambda_c^+ \pi_1^-)$, так и спектр $m(\Lambda_c^+ \pi_2^-)$ будут иметь пики, соответствующие состоянию $\Sigma_c(2455)^0$. Чтобы учесть этот факт и не отбрасывать ценные события, рассматривает-

ся спектр $m(\Lambda_c^+\pi^-)$, представляющий собой сумму двух названных спектров. Аналогичные рассуждения относятся и к остальным резонансам, распадающимся с участием π^- : $\Sigma_c(2520)^0$, $\Sigma_c(2800)^0$, $\Lambda_c(2595)^+$, $\Lambda_c(2625)^+$, $\Lambda_c(2880)^+$. Это значит, что вместо двух спектров $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi_1^-)$ и $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi_2^-)$, точно так же, рассматривается один, являющийся их суммой.

Для проверки на наличие корреляций между инвариантными массами комбинаций частиц $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, $\Lambda_c^+\pi^+$, $\Lambda_c^+\pi^-$, $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ осуществляется последовательная аппроксимация спектра $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ для наборов событий, ограниченных определенными требованиями, непосредственно связанными с исследуемыми резонансами. Рассматривается четыре набора, составленных из полных данных эксперимента и моделирования: полный набор и три набора, ограниченных следующими выражениями

1. $m(\Lambda_c^+\pi^+) < 3400 \text{ МэВ}/c^2$ содержит все события, включающие резонансы $\Sigma_c(2455)^{++}$, $\Sigma_c(2520)^{++}$, $\Sigma_c(2800)^{++}$,
2. $\min(m(\Lambda_c^+\pi_1^-), m(\Lambda_c^+\pi_2^-)) < 3400 \text{ МэВ}/c^2$ содержит все события, включающие резонансы $\Sigma_c(2455)^0$, $\Sigma_c(2520)^0$, $\Sigma_c(2800)^0$,
3. $\min(m(\Lambda_c^+\pi^+\pi_1^-), m(\Lambda_c^+\pi^+\pi_2^-)) < 3000 \text{ МэВ}/c^2$ содержит все события, включающие резонансы $\Lambda_c(2595)^+$, $\Lambda_c(2625)^+$, $\Lambda_c(2880)^+$.

Для каждого из них проводится одновременная аппроксимация спектров $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ в экспериментальных данных и в моделировании, причем ширина гауссовой основы Crystal Ball функции, описывающей пик Λ_b^0 для модели эксперимента, представляет собой произведение свободного параметра, масштаба, и ширины гауссовой основы Λ_b^0 модели симуляции. Кроме того, параметры хвостов Crystal Ball функции тоже разделяются между моделями спектров. Полученные четыре значения ширины и масштаба представлены на рисунках 9 (а) и (с), соответственно. Кроме того, на данных моделирования была изучена зависимость ширины разрешения Λ_b^0 от того, через какой канал происходит его распад. Эта информация представлена на рисунке 9 (b). Как видно, ширина разрешения не остается посто-

янной, а поэтому, для нейтрализации корреляций, вместо полных наборов данных, согласно рассмотренным ограничениям, используются лишь события, заведомо содержащие интересующие резонансы. Полученные с помощью метода *sPlot* экспериментальные спектры $m(\Lambda_c^+\pi^+)$, $m(\Lambda_c^+\pi^-)$, $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$ показаны на рисунке 10.

Целью анализа является, в частности, точное измерение масс и ширинок очарованных резонансов, то есть явное определение некоторых параметров форм их вкладов в спектры инвариантных масс. В такой ситуации особую важность имеет точность построенной модели и учет, во-первых, физических факторов, влияющих на форму вклада резонанса, а во-вторых, разрешения детектора. Процесс построения физических моделей вкладов $\Lambda_c(2595)^+$ и $\Lambda_c(2880)^+$ нетривиален и не является частью данной работы и поэтому не затрагивается. Кроме того, в работе будет аппроксимирована лишь часть спектра инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$, содержащая резонанс $\Lambda_c(2625)^+$. Для него известен только верхний предел на естественную ширину [6]

$$\Gamma_{\Lambda_c(2625)^+} < 0.97 \text{ МэВ} \quad (90\% \text{ CL}),$$

и поэтому в качестве его модели используется чистое разрешение. Помимо пиков самих резонансов, спектр $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$ содержит фон, состоящий из трех отдельных компонент: прямого распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$ и распадов через резонансные состояния $\Sigma_c(2455)$ и $\Sigma_c(2520)$. Для описания последних используется свертка полинома, соответствующего кинематике двухчастичного распада, и функции Брейта-Вигнера. В спектрах $m(\Lambda_c^+\pi^\pm)$ модели резонансов $\Sigma_c(2455)$, $\Sigma_c(2520)$, $\Sigma_c(2800)$ были выбраны в виде релятивистских функций Брейта-Вигнера с формфакторами Блатта-Вайскопфа. Помимо пиков самих резонансов, спектры содержат фон от прямого распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, а также вклады распадов Λ_c^{*+} резонансов. Корректная модель, описывающая все наблюдаемые вклады в спектрах $m(\Lambda_c^+\pi^\pm)$, на

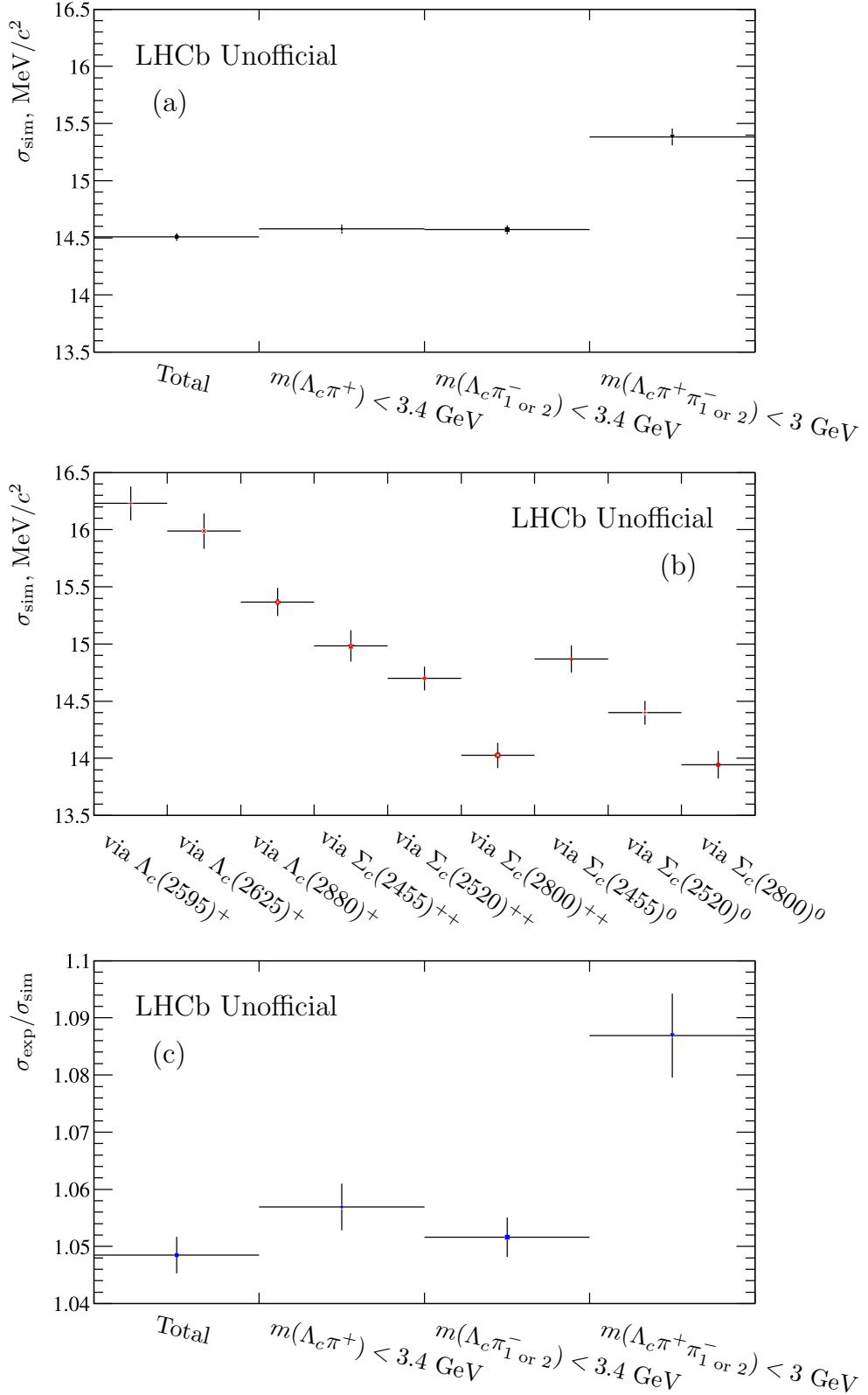


Рис. 9. Ширина гауссовой основы модели разрешения Λ_b^0 в спектре инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ данных моделирования при различных ограничениях (a), (b), а также отношение разрешения в экспериментальном спектре к разрешению в симуляции для доступных ограничений (c).

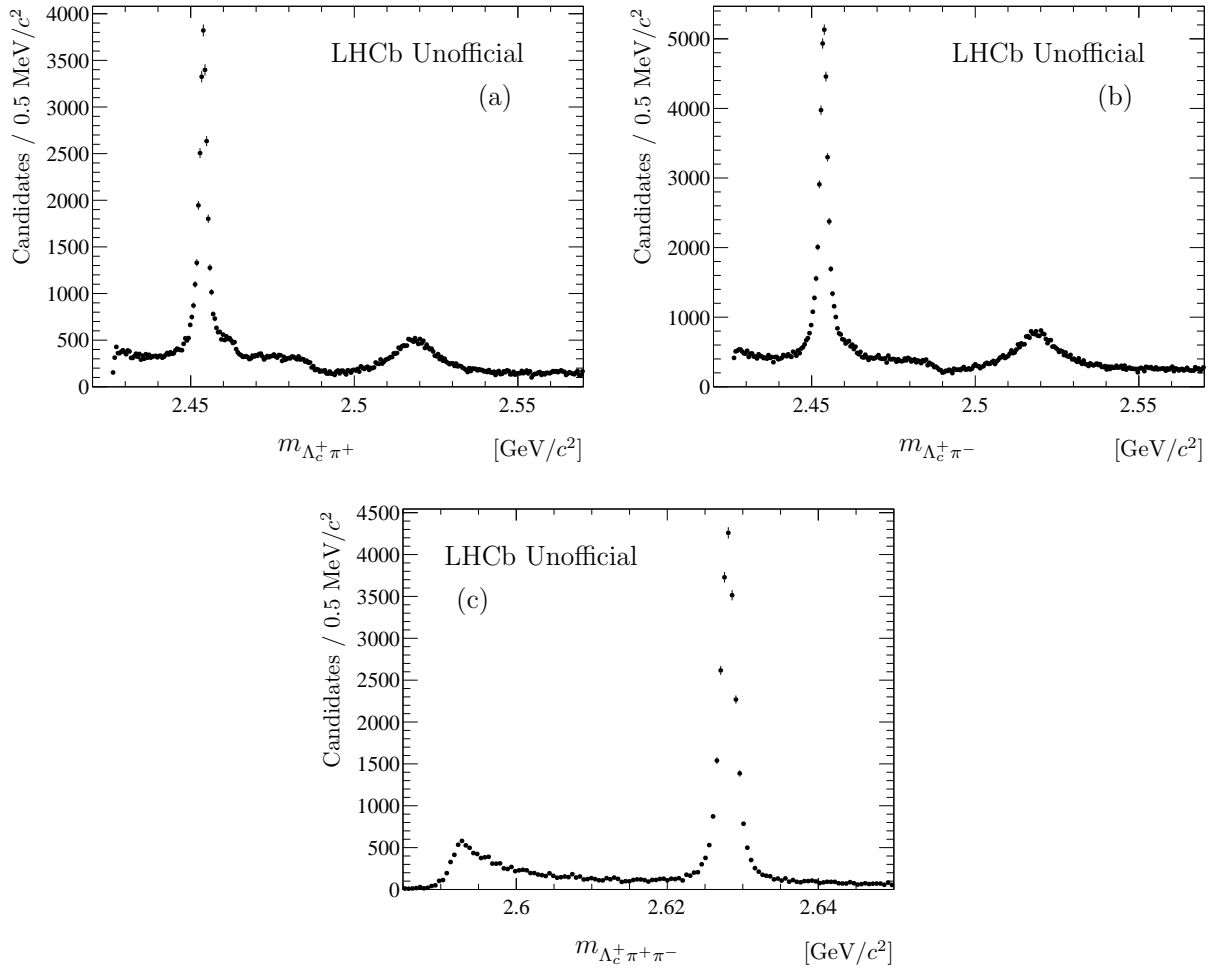


Рис. 10. Экспериментальные спектры инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^+)$ (a), $m(\Lambda_c^+\pi^-)$ (b), $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$ (c) частиц распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, построенные с помощью метода *sPlot*.

данный момент находится на стадии построения, а в работе приведен лишь участок спектра, содержащий резонанс $\Sigma_c(2520)$.

Повышенные требования к точности и физической строгости используемых для измерения адронных резонансов моделей требуют модификации способа учета влияния детектора для основных компонент спектра. В этих условиях использовать тривиальную свертку с функцией Гаусса некорректно, поскольку она не воспроизводит разрешение с достаточной детализацией. Для определения кривой, наилучшим образом описывающей влияние детектора, использовались данные Монте-Карло моделирования. Для каждого резонанса рассматривалась разность двух значений: инвари-

антной массы соответствующих частиц конечного состояния, восстановленной детектором, и инвариантной массы тех же частиц, полученной генератором событий в процессе моделирования. Рассмотрение такой разности позволяет изолировать влияние детектора от физических характеристик, обуславливающих форму вклада распада. Спектры разрешения детектора аппроксимировались разнообразными функциями и оценивалось качество аппроксимации. В результате было выявлено четыре функции, успешно описывающие разрешение всех девяти резонансов $\Lambda_c(2595)^+$, $\Lambda_c(2625)^+$, $\Lambda_c(2880)^+$, $\Sigma_c(2455)^{++,0}$, $\Sigma_c(2520)^{++,0}$, $\Sigma_c(2800)^{++,0}$ одновременно. Одна из них, двухсторонний Apollonios, используется в качестве основной, а три другие, S_U Джонсона, двухсторонний Crystal Ball и обобщенная гиперболическая функция с параметром λ фиксированным на значении -2 , используются в дальнейшем для оценки систематических погрешностей. Двухсторонняя функция Apollonios в общих чертах представляет собой гауссиан с экспоненциальными хвостами и может быть параметризована следующим образом:

$$f(x; \mu, \sigma_L, \sigma_R, \beta) = N \cdot \exp\left(-\beta \left(\sqrt{\beta^2 + \Delta x^2} - \beta\right)\right),$$

$$\Delta x = \begin{cases} \frac{x-\mu}{\sigma_L}, & m < \mu, \\ \frac{x-\mu}{\sigma_R}, & m > \mu, \end{cases}$$

где N определяется из условия нормировки на единицу.

Поскольку продемонстрировать полные спектры на данный момент не представляется возможным, в работе приведена лишь часть спектра $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$, содержащая резонанс $\Lambda_c(2625)^+$. Она, быть может, наименее интересна с точки зрения физики, но иллюстрирует проделанную техническую работу, которая является основой анализа и приведет к публикации новых физических результатов. Поскольку аппроксимируется лишь часть спектра в достаточно узком массовом окне, а фон имеет высокую гладкость и изменяется слабо, для его описания в данном случае используется

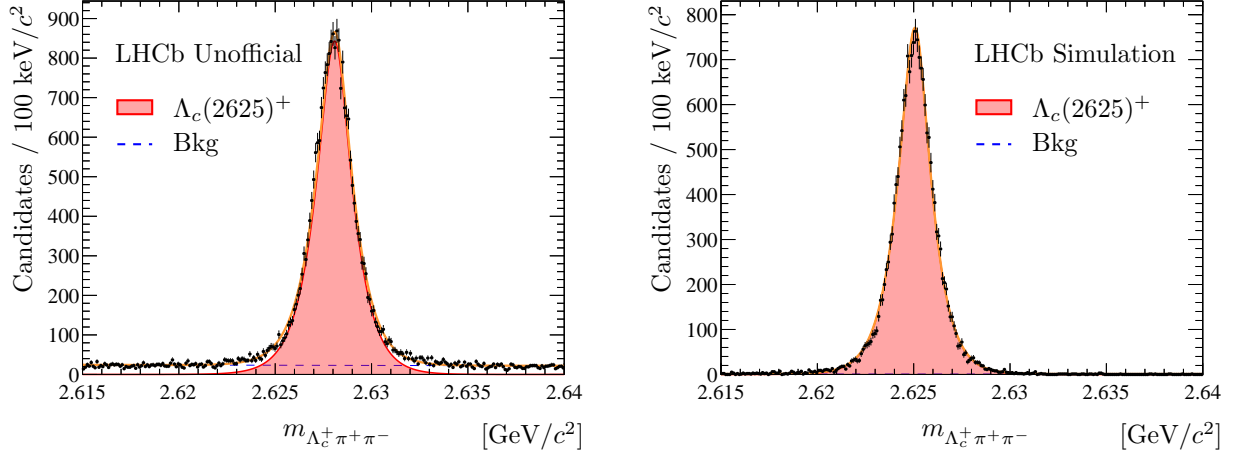


Рис. 11. Одновременная аппроксимация участка экспериментального спектра инвариантных масс $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, содержащего резонанс $\Lambda_c(2625)^+$, полученного с помощью методики *sPlot* (слева) и разрешения резонанса $\Lambda_c(2625)^+$, определенного из моделирования (справа).

положительный полином первой степени. Кроме того, производится одновременная аппроксимация данных эксперимента и спектра разрешения из моделирования. Модели построены таким образом, что все параметры разрешения, кроме ширины, разделены между двумя моделями, а ширина разрешения в эксперименте представлена в виде произведения ширины в симуляции и независимого параметра, выступающего в роли масштаба. Несовпадение масштаба с единицей обусловлено множеством факторов, которые не удастся учесть в моделировании. Кроме того, для повышения стабильности аппроксимации и достоверности результата модель спектра разрешения из симуляции включает фон в виде константы. Число событий в нем пренебрежимо мало. Результаты аппроксимации представлены на рисунке 11 и подытожены в таблице 3. Разность масс для моделирования смещена на $2625 \text{ МэВ}/c^2$, чтобы пик попал в рассматриваемое массовое окно. Основным результатом аппроксимации этого спектра является значение массы $\Lambda_c(2625)^+$, оно составило $2628.088 \pm 0.013 \text{ МэВ}/c^2$ и близко к

Таблица 3. Основные результаты аппроксимации участка спектра $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$, содержащего резонанс $\Lambda_c(2625)^+$. (Неофициальный результат LHCb)

Масса $\Lambda_c(2625)^+$	$2628.088 \pm 0.013 \text{ МэВ}/c^2$
Масштаб, $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{sim}}$	1.095 ± 0.013

известному значению $m_{\Lambda_c(2625)^+} = 2628.11 \pm 0.19 \text{ МэВ}/c^2$ [6]. Чрезвычайно большой объем данных, собранных детектором LHCb, позволяет сократить статистическую погрешность до пренебрежимо малой величины. Однако это не значит, что масса резонанса будет определена с такой высокой точностью, поскольку требуется оценка систематических ошибок. Эта тема обсуждается далее в разделе 7. Интересным техническим результатом является величина масштаба, она составила 1.095 ± 0.013 . Выгода от внесения масштабного фактора для ширины отсутствует в рассмотренном случае, но проявляется при аппроксимации полного спектра. Поскольку влияние факторов, приводящих к несовпадению ширин разрешения в эксперименте и симуляции ожидается одинаковым или очень медленно меняющимся в широком диапазоне масс, соотношение между ширинами должно быть одинаковым для всех резонансов в спектре. Введение общей переменной, масштаба, сокращает количество параметров модели и существенно повышает точность извлекаемых результатов.

В спектрах $m(\Lambda_c^+\pi^\pm)$ модели резонансов представляют собой свертку разрешения, двухстороннего Apollonios, с релятивистскими функциями Брейта-Вигнера с формфакторами Блатта-Вайскопфа. Фон состоит из нескольких компонент и включает распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, $\Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ и $\Lambda_c(2595)^+ \rightarrow \Sigma_c(\rightarrow \Lambda_c^+\pi)\pi$, модели которых построены с учетом кинематики процессов. Параметры разрешений фиксируются на значениях, полученных из данных моделирования, а для учета расхож-

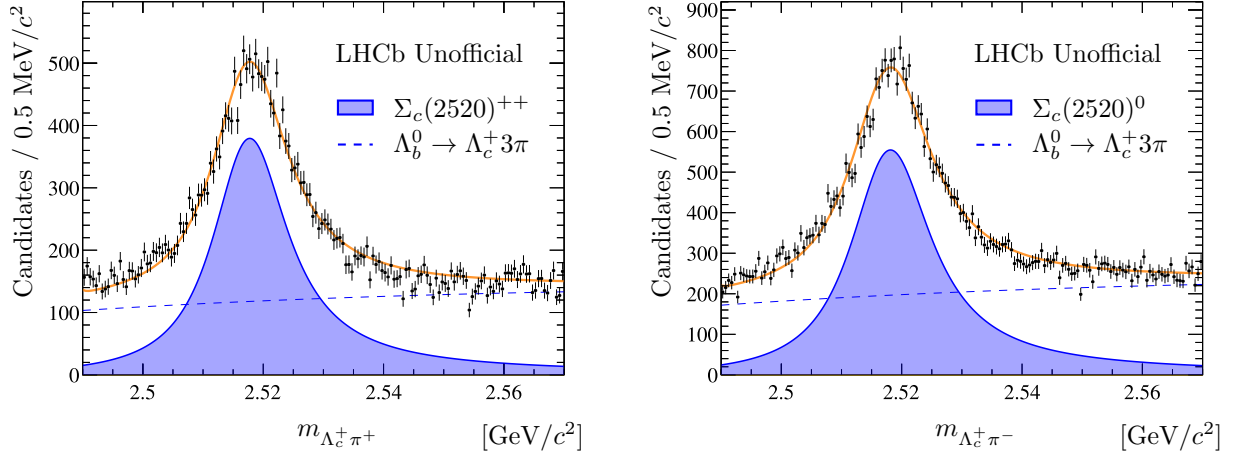


Рис. 12. Аппроксимация экспериментальных спектров $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$ распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ в области резонанса $\Sigma_c(2520)$, полученных с помощью методики *sPlot*.

Таблица 4. Основные результаты аппроксимации спектров $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$ в области резонанса $\Sigma_c(2520)$. (Неофициальный результат LHCb)

Резонанс	Масса, МэВ/ c^2	Ширина, МэВ/ c^2
$\Sigma_c(2520)^{++}$	2518.19 ± 0.11	14.68 ± 0.33
$\Sigma_c(2520)^0$	2518.61 ± 0.11	15.64 ± 0.30

дений между симуляцией и экспериментом, как и при изучении спектра $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$, для ширины разрешений вводится общий масштабный параметр. В данной работе представляется только участок спектров $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$, содержащий $\Sigma_c(2520)$. Результат аппроксимации показан на рисунке 12 и приведен в таблице 4, а полученные значения близки к известным мировым средним [6]

$$m_{\Sigma_c(2520)^{++}} = 2518.41_{-0.19}^{+0.21} \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{\Sigma_c(2520)^{++}} = 14.78_{-0.40}^{+0.30} \text{ МэВ}/c^2,$$

$$m_{\Sigma_c(2520)^0} = 2518.48 \pm 0.20 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{\Sigma_c(2520)^0} = 15.3_{-0.5}^{+0.4} \text{ МэВ}/c^2.$$

6. Поправки к числам распадов Λ_b^0

Задача алгоритма аппроксимации – найти такую точку в многомерном пространстве параметров, для которой определенная функция, выражающая близость модели к изучаемому спектру, достигает экстремального значения. Проблема минимизации во многих измерениях нетривиальна, а требования к скорости и эффективности работы еще больше усложняют алгоритм. В таких условиях при наличии большого числа параметров и сложной зависимости модели от них повышается вероятность появления искажений, обусловленных неточностью алгоритма. Предугадать и оценить их чрезвычайно сложно, и поэтому необходимо выполнять проверки в каждом случае индивидуально. Проводить такое исследование для каждой аппроксимации нецелесообразно, но одним из конечных этапов анализа необходимо рассмотреть критически важные и подверженные искажениям результаты и при необходимости внести соответствующие поправки. Работа по изучению очарованных резонансов в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ далека от завершения, и проверка на искажение результата в ней еще не проводилась. Работа же по измерению распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ уже завершена и опубликована [31]. Подверженным искажениям этапом анализа является извлечение чисел событий распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ при аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ и $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$. Эти результаты были приведены в разделе 5.1 в таблице 2. Для оценки имеющихся в них возможных искажений проводилась следующая процедура, описанная далее.

Поскольку взаимодействие протонов при соударении, рождение кварков, их адронизация и распад, а также регистрация конечных заряженных частиц детектором и восстановление событий происходят по вероятностным законам, а экспериментальные спектры строятся на основе этих данных, сами спектры, хоть и имеют определенные фиксированные свойства,

но являются случайными по своей природе. Вследствие этого, любые результаты, извлекаемые из спектров, тоже являются случайными величинами. Таким образом, итогом аппроксимации является не единственная точка в пространстве параметров, а некая область, которую чаще всего представляют n -мерным кубом. Размеры области зависят от объемов доступных для аппроксимации данных, а искажения проявляются ввиду конечности числа событий в экспериментальном спектре. Для исследования корректности извлекаемых результатов необходимо обработать статистически значимый набор спектров, аналогичных экспериментальному, и проследить за изменениями интересующих параметров. Создание аналогичных экспериментальному спектров производится с помощью модели, полученной в результате его аппроксимации. Модель представляет собой функцию распределения вероятностей, на основе которой можно создать набор значений случайной величины, инвариантной массы, отличающийся от экспериментального в пределах статистических погрешностей. Необходимо также учесть, что полное число зарегистрированных детектором событий тоже является случайным, а значит подлежит вариации при генерации каждого конкретного набора.

На основе модели, полученной в результате аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс, создавались так называемые псевдоэксперименты, которые затем аппроксимировались этой же моделью. Для интересующих параметров результаты аппроксимации записывались в виде нормированных на найденную погрешность отклонений от экспериментального значения:

$$x_p = (p^{\text{fit}} - p^{\text{data}}) / \sigma_p^{\text{fit}},$$

где p^{fit} и σ_p^{fit} – значение и погрешность параметра p , полученные в результате аппроксимации псевдоэксперимента, а p^{data} – величина параметра, определенная из экспериментальных данных. Среднее значение и дисперсия

Таблица 5. Поправки к количествам распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, извлеченным из экспериментальных данных, обусловленные алгоритмом аппроксимации. (Неофициальный результат LHCb)

Параметр	N^{data}	σ_N^{data}	μ	σ	N^{corr}	σ_N^{corr}
N_{D^+}	1933	± 56	0.090	0.990	1938	± 55
$N_{D^{*+}}$	862	± 55	0.244	0.996	875	± 55
$N_{\Lambda_c^+}$	26505	± 177	0.050	0.989	26515	± 175

такого отклонения, вычисленные на основе статистически значимого количества созданных на основе модели спектров, отражают вносимые алгоритмом минимизации искажения. Если они отличаются от нуля и единицы, соответственно, необходимо ввести поправку, компенсирующую неточность алгоритма. Обозначая за μ_p^x и σ_p^x среднее значение и дисперсию отклонения x_p параметра p , можно сказать, что алгоритм аппроксимации смещает значение параметра на μ_p^x стандартных отклонений, а погрешность недооценивает или переоценивает в σ_p^x раз. Корректировка результата аппроксимации для параметра p в таком случае выглядит следующим образом:

$$p^{\text{corr}} = p^{\text{data}} + \mu_p^x \sigma_p^x \sigma_p^{\text{data}}, \quad \sigma_p^{\text{corr}} = \sigma_p^x \sigma_p^{\text{data}}.$$

Проверка на наличие искажений была проведена для чисел событий, соответствующих вкладам распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ в спектрах масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ и $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, соответственно. Распределения нормированных отклонений для них приведены на рисунке 13, а соответствующие поправки вычислены в таблице 5. Как видно, искажениям в результате аппроксимации оказалось подвержено только число распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, а поправки к остальным величинам учитывать было бы некорректно, поскольку они меньше погрешностей, обусловленных конечностью числа проведенных псевдоэкспериментов. Погрешности чисел

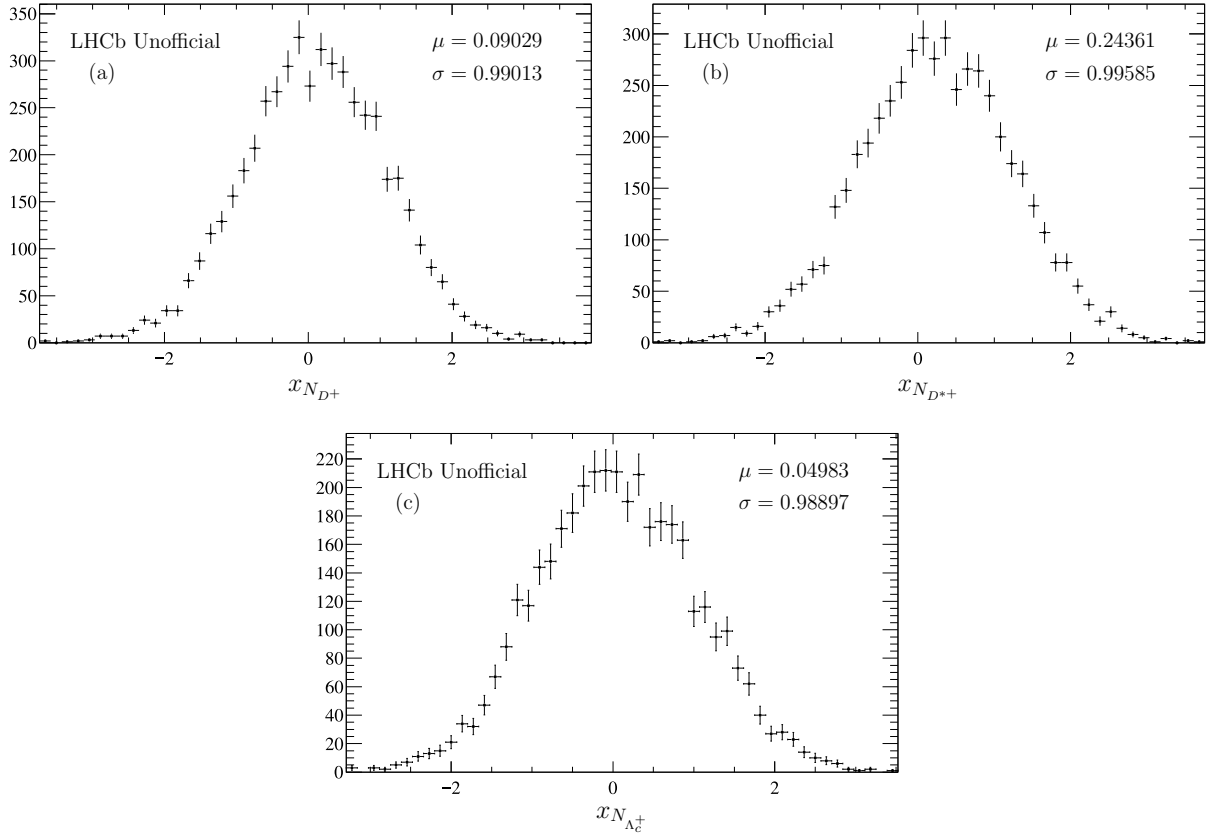


Рис. 13. Распределения относительных отклонений количеств распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ (a), $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ (b) и $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ (c) от значений, извлеченных из экспериментальных данных, полученные при аппроксимации псевдоэкспериментов.

распадов алгоритм аппроксимации оценивает точно.

Помимо искажений, вносимых алгоритмом аппроксимации, необходимо учесть наличие еще нескольких явлений, приводящих к отличию полученных значений от настоящих чисел распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$. Во-первых, поскольку очарованные адроны регистрируются в модах $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, конечные частицы, регистрируемые детектором, одинаковы для всех трех распадов. Это приводит к возможности перекрестного вклада одних событий в другие, поскольку процедура восстановления треков частиц и нахождения вершин распадов может ошибочно составить, например, D^+ из частиц $K^- \pi^+ \pi^+$, образованных на самом деле в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ (\rightarrow p K^- \pi^+) \pi^+ \pi^- \pi^-$. Вклад распадов через

Λ_c^+ в область непосредственно под пиком распада через D^+ значителен и требует учета. Вклад же в область под распадом через D^{*+} невелик, поскольку она существенно удалена от пика Λ_b^0 , в котором находится подавляющее большинство распадов через Λ_c^+ . Обратный вклад распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ под пик Λ_b^0 в спектре инвариантных масс $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ мал и не требует учета, поскольку интегральное число событий во вкладах $D^{(*)+}$ на порядок меньше количества зарегистрированных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$. Во-вторых, наряду с распадом $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, в котором присутствует множество подканалов, идущих по сильному взаимодействию, присутствует распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^-$, в котором D_s^- распадается на три пиона по слабому взаимодействию. В-третьих, некоторые события с распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, ввиду особенностей работы алгоритмов восстановления треков, учитываются дважды. Это происходит, если два положительных пиона в конечном состоянии, один из которых образован напрямую при распаде Λ_b^0 , а другой появляется при распаде Λ_c^+ , с точки зрения накладки для отбора событий ограничений, могут обменяться своими ролями и все равно составлять необходимые вершины распадов адронов. Для учета трех описанных явлений необходимо ввести соответствующие поправки к найденным на предыдущих этапах количествам событий. Это не было частью данной работы, и поэтому весь процесс детально не описывается. Однако поправки необходимы для получения отношений вероятностей исследуемых распадов Λ_b^0 . По результатам поправок числа событий становятся равны $N_{D^+} = 1542 \pm 60$, $N_{\Lambda_c^+} = 25910 \pm 180$.

Кроме того, отношения полученных чисел нельзя напрямую приравнивать к отношениям вероятностей распадов, поскольку используемые для отбора событий критерии могут по-разному сказываться на распадах. Для каждого распада на основе моделирования и дополнительных наборов экспериментальных данных определяется доля событий, проходящих как триггер детектора, так и отбор, используемый в анализе для подавления фона.

Эти доли называются эффективностями, а для дальнейшей работы используются их отношения. Именно неточности определения эффективностей зачастую вносят ощутимый вклад в погрешности извлекаемых величин, а выбор используемых каналов распада очарованных адронов обусловлен именно стремлением минимизировать их влияние. Нахождение эффективностей также не являлось частью данной работы, но необходимо для получения конечных результатов. Их отношения оказались равны

$$\varepsilon_{D^+}^{\text{tot}}/\varepsilon_{\Lambda_c^+}^{\text{tot}} = 1.112 \pm 0.009, \quad \varepsilon_{D^{*+}}^{\text{tot}}/\varepsilon_{D^+}^{\text{tot}} = 0.926 \pm 0.008,$$

где неопределенности обусловлены конечностью используемых для вычисления эффективностей наборов данных.

7. Систематические погрешности

Любой результат анализа является итогом всех проделанных процедур и напрямую зависит от используемых методов, подходов и прочих решений. Кроме того, не существует единственного корректного способа решения какой-либо задачи и извлечения каких-либо значений. Изменения каждого этапа обработки данных приводят к вариациям результата, которые не могут быть отброшены. Для их учета вычисляется систематическая погрешность, обусловленная способом обработки данных.

При измерении вероятностей распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ систематические погрешности имеют ряд источников, а именно, выбор моделей для аппроксимации спектров инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$, $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, учет повторяющихся событий, поправки к данным моделирования, погрешности определения эффективностей, а также выбор критериев отбора событий на этапе анализа. Погрешности, вносимые моделью, складываются из частей, обусловленных каждым элементом модели. Для обоих спектров это параметры хвостов разрешения пика Λ_b^0 , порядок полинома, используемого для описания комбинаторного фона, и наличие или отсутствие полинома, модулирующего вклады с образованием нейтральных частиц $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ \pi^0 p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^{(*)+} \pi^+ \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$. Для спектра $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ модель также зависит от коэффициентов сложения вкладов двух распадов через D^{*+} . Среди систематических ошибок при измерении распадов Λ_b^0 частью данной работы была только оценка погрешностей, обусловленных построением модели $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, а для остальных источников приведены лишь результаты, которые можно найти в таблице 6. Для определения погрешностей, вносимых каждой компонентой модели, соответствующая компонента изменяется, и полученная модель используется для определения чисел событий. Эти числа событий используются для вычисления отношений вероятностей распадов, которые

Таблица 6. Относительные систематические погрешности отношений вероятностей распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ к $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ (R_{D^+}) и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ к $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ ($R_{D^{*+}}$) [31].

Источник	$\delta R_{D^+}, \%$	$\delta R_{D^{*+}}, \%$
Модели спектров	1.5	5.7
Повторяющиеся события	0.8	0.7
Поправки к данным моделирования	1.9	2.8
Поправки к эффективности	1.2	0.7
Конечные размеры моделирования	0.8	0.9
Общая погрешность	2.9	6.5

затем сравниваются со значениями, полученными для основного способа построения модели. Наибольшая разность берется за систематическую погрешность модели. Для вероятности распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ наибольшее отклонение реализуется при использовании полинома четвертой степени в качестве фона и равно 1.5%, а для распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ – при отсутствии полинома первой степени, модулирующего форму его вклада, и равно 5.7%. Погрешность, вносимая вариацией коэффициентов сложения вкладов с распадами $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ и $D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$, оказалась довольно малой: относительное изменение $N_{D^{*+}}/N_{D^+}$ имеет величину 0.7%, что существенно меньше влияния, оказываемого модулирующим полиномом.

При исследовании очарованных резонансов в спектрах масс $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$, $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$ одним из источников систематической погрешности является выбор функции, описывающей влияние детектора, которая затем сворачивается с формами вкладов резонансов, обусловленными физическими свойствами распадов. Помимо двухсторонней функции Apollonios, которая была выбрана для построения основной модели, среди множества опробованных функций еще три достаточно хорошо описывают разрешения всех

Таблица 7. Отношения ширин разрешения резонанса $\Lambda_c(2625)^+$ в эксперименте и в моделировании и его масса для разных моделей разрешения $\Lambda_c(2625)^+$. (Неофициальный результат LHCb)

Модель разрешения $\Lambda_c(2625)^+$	Масштаб	Масса, МэВ/ c^2
Двухсторонний Apollonios	1.095 ± 0.013	2628.088 ± 0.013
S_U Джонсона	1.109 ± 0.013	2628.125 ± 0.019
Двухсторонний Crystal Ball	1.112 ± 0.013	2628.042 ± 0.010
Обобщенная гиперболическая функция с $\lambda = -2$	1.092 ± 0.012	2628.112 ± 0.015

девяти резонансов во всех трех спектрах: S_U Джонсона, двухсторонний Crystal Ball и обобщенная гиперболическая функция с фиксированным параметром $\lambda = -2$. Как упомянуто в разделе 5.2, полные модели спектров инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$, $m(\Lambda_c^+\pi^\pm)$ на данный момент находятся на стадии построения. Вместо них для иллюстрации влияния выбора функции разрешения на конечный результат осуществлялась одновременная аппроксимация экспериментального спектра $m(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$ частиц распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$, полученного с помощью методики *sPlot*, и спектра, соответствующего чистой реакции детектора, определенного из данных моделирования, в участке, содержащем только резонанс $\Lambda_c(2625)^+$. Все параметры функций разрешения, кроме ширины, совпадали между моделями, а ширина в эксперименте представляла собой произведение ширины в моделировании и свободного параметра, масштаба. Для иллюстрации влияния рассматриваемой модели разрешения значения этого технического параметра и массы $\Lambda_c(2625)^+$ для четырех функций приведены в таблице 7. Как видно, наблюдаются изменения величины масштаба, но вариация достаточно мала. Наибольшее отклонение реализуется при использовании двухстороннего Crystal Ball и составляет 0.0169, что и можно взять за

систематическую погрешность. Статистическая погрешность масштаба составляет 0.0126 и имеет тот же порядок. Этот параметр не является одной из конечных целей исследования, а служит лишь вспомогательную роль при построении модели спектра, но позволяет продемонстрировать способ вычисления систематической погрешности. Для определения систематической погрешности, обусловленной выбором модели разрешения, в полном анализе аналогичным методом изучается изменение основных результатов, масс и естественных ширин резонансов, при смене используемой функции. Для массы $\Lambda_c(2625)^+$ наибольшее отклонение от основной модели наблюдается вновь при использовании двухстороннего Crystal Ball в качестве разрешения резонанса и составляет 0.046 МэВ/ c^2 . То есть для этого параметра данный вклад в систематическую погрешность превышает статистическую ошибку в 3.5 раза.

Очередным источником систематической погрешности при изучении очарованных резонансов является выбор модели разрешения Λ_b^0 в спектре $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$. Любая информация о резонансах извлекается из спектров $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$ или $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ частиц распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, для построения которых используется методика *sPlot*. Первым этапом этого процесса является аппроксимация спектра $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, а значит, сами распределения, по которым определяются характеристики резонансов, зависят от модели названного спектра. Вариации модели будут приводить к изменениям в полученных спектрах $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$, $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ и результатах их аппроксимации, в чем и состоит сущность этого вклада в систематическую погрешность. Ввиду большой статистики и хорошего выделения сигнала распада Λ_b^0 в спектре $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, величина погрешности не ожидается большой. Поскольку выделяются события с распадом Λ_b^0 , основную разницу должна вносить именно модель разрешения прелестного бариона. Для выявления моделей, подходящих для описания разрешения Λ_b^0 , производилась одновременная аппроксимация спектров $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ в экспери-

Таблица 8. Отношения ширин разрешения резонанса $\Lambda_c(2625)^+$ в эксперименте и в моделировании и его масса для разных моделей разрешения Λ_b^0 . (Неофициальный результат LHCb)

Модель разрешения Λ_b^0	Масштаб	Масса, МэВ/ c^2
Двухсторонний Crystal Ball	1.095 ± 0.013	2628.088 ± 0.013
Односторонний Apollonios	1.095 ± 0.013	2628.088 ± 0.013
Функция Букина	1.095 ± 0.013	2628.089 ± 0.013
S_U Джонсона	1.095 ± 0.013	2628.089 ± 0.013
Обобщенная гиперболическая функция с $\lambda = -3$	1.094 ± 0.013	2628.088 ± 0.013

менте и в моделировании, при которой все параметры разрешения, кроме ширины, были общими. Рассматривалось множество моделей и среди них отбирались те, которые успешно аппроксимировали оба спектра с достаточно высокой стабильностью. В результате было подобрано 5 функций, удовлетворяющих описанным требованиям: двухсторонний Crystal Ball, который и использовался в качестве основной модели, а также односторонний Apollonios, S_U Джонсона, функция Букина и обобщенная гиперболическая функция с параметром λ , фиксированным на значении -3 . Для каждой из этих функций проводилась аппроксимация экспериментального спектра $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ и взвешивание набора событий для извлечения распределений $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ и $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$, соответствующих распаду $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$. Эти спектры затем аппроксимировались их моделями, описанными в разделе 5.2, и изучались результаты аппроксимации. Для резонанса $\Lambda_c(2625)^+$ вновь производилась одновременная аппроксимация, а полученные значения отношения ширин разрешения в эксперименте и симуляции и массы $\Lambda_c(2625)^+$ приведены в таблице 8. Как видно, результаты практически не изменяются, что связано, во-первых, с большим объемом доступных дан-

ных и качеством аппроксимации спектра $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, а во-вторых, с повышенными требованиями к точности модели, поскольку методика *sPlot* требует создания модели с как можно меньшими корреляциями между компонентами. В присутствии остальных вкладов в систематическую погрешность, влиянием модели разрешения Λ_b^0 , согласно полученным результатам, можно пренебречь.

Необходимо отметить, что при исследовании резонансной структуры распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ возникают и другие источники систематической погрешности, среди которых можно назвать способ учета повторяющихся событий и критерии отбора, используемые для подавления фона. Их оценка будет проведена в дальнейшем.

Выводы

Распады $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ наблюдались с использованием данных, собранных детектором LHCb в протон-протонных соударениях и соответствующих интегральным светимостям 1 и 2 фб⁻¹ при энергиях системы центра масс 7 и 8 ТэВ, соответственно. Обе исследованные моды относятся к малоизученному классу распадов прелестных барионов, где c -кварк, образующийся в результате перехода $b \rightarrow c$, адронизуется в конечное состояние, отличное от бариона, то есть очарованность и барионный заряд оказываются в разных адронах. Такие многоадронные распады проявляют богатую резонансную структуру.

Используя распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ в качестве нормировки, были измерены отношения вероятностей распадов

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)} = (5.35 \pm 0.21 \pm 0.16) \times 10^{-2},$$

и

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-)} \times \mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 / D^+ \gamma) = (61.3 \pm 4.3 \pm 4.0) \times 10^{-2},$$

где первая погрешность статистическая, а вторая – систематическая. Используя известные значения вероятностей распадов $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ [6], для отношения вероятностей каналов Λ_b^0 получается выражение

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)} = (3.58 \pm 0.14 \pm 0.11 \pm 0.19) \times 10^{-2},$$

где последняя ошибка обусловлена погрешностями вероятностей распадов очарованных адронов.

Используя известные значения вероятностей каналов $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ и $D^+ \gamma$ [6], для резонансного распада через D^{*+} мезон относительная вероятность

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-)} = 1.90 \pm 0.19,$$

где все погрешности объединены. Для многоадронных распадов с большим высвобождением энергии отношение вероятностей распадов через D^{*+} и D^+ должно быть аналогичным отношению частот рождения их в высокоэнергичных адронных или электрон-позитронных столкновениях. Наивный учет спинов частиц предсказывает, что это отношение равно 3. Для оценки реального отношения сечений образования D^+ и D^{*+} напрямую при столкновении протонов на БАК были использованы результаты работ [33, 34, 35],

$$\frac{\sigma_{pp \rightarrow D^{*+} X}^{\text{direct}}}{\sigma_{pp \rightarrow D^+ X}^{\text{direct}}} \approx \frac{\sigma_{pp \rightarrow D^{*+} X}}{\sigma_{pp \rightarrow D^+ X} - \sigma_{pp \rightarrow D^{*+} X} \times \mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 / \gamma)} = 1.5 \pm 0.1.$$

Это значение меньше отношения вероятностей распада Λ_b^0 , но находится в пределах двух стандартных отклонений. Отношение сечений рождения мезонов D^+ и D^{*+} в e^+e^- аннигиляции, 1.86 ± 0.16 , взято из работы [36], где оно оценивалось на основе измерений CLEO [37], ARGUS [38], ALEPH [39] и VENUS [40]. Наблюдаемые сходства указывают на возможное соответствие между прямым образованием и фрагментацией очарованных мезонов и их рождением в многочастичных распадах прелестных адронов.

Для $\Lambda_c(2625)^+$ резонанса была измерена масса, оценены две компоненты ее систематической погрешности: модель разрешения $\Lambda_c(2625)^+$ в спектре $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ и модель разрешения Λ_b^0 в спектре $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, используемая при применении метода *sPlot*, а также определен технический параметр, выражающий отношение разрешения $\Lambda_c(2625)^+$ в эксперименте и в моделировании. Полученное значение массы составляет

$$m_{\Lambda_c(2625)^+} = 2628.088 \pm 0.013 \pm 0.046 \text{ МэВ}/c^2,$$

где первая погрешность статистическая, а вторая – систематическая. Это значение хорошо согласуется с известным на данный момент $m_{\Lambda_c(2625)^+} = 2628.11 \pm 0.19 \text{ МэВ}/c^2$ [6]. Для резонансов $\Sigma_c(2520)^{+,0}$ были измерены

массы и ширины,

$$m_{\Sigma_c(2520)^{++}} = 2518.19 \pm 0.11 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{\Sigma_c(2520)^{++}} = 14.68 \pm 0.33 \text{ МэВ}/c^2,$$

$$m_{\Sigma_c(2520)^0} = 2518.61 \pm 0.11 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{\Sigma_c(2520)^0} = 15.64 \pm 0.30 \text{ МэВ}/c^2,$$

где погрешности только статистические. Эти значения также согласуются с известными [6]

$$m_{\Sigma_c(2520)^{++}} = 2518.41_{-0.19}^{+0.21} \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{\Sigma_c(2520)^{++}} = 14.78_{-0.40}^{+0.30} \text{ МэВ}/c^2,$$

$$m_{\Sigma_c(2520)^0} = 2518.48 \pm 0.20 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{\Sigma_c(2520)^0} = 15.3_{-0.5}^{+0.4} \text{ МэВ}/c^2.$$

Данные результаты не являются конечными, а служат иллюстрацией проделанной работы.

В итоге, в работе были изучены распады $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ в нормировке на канал $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$. Получены экспериментальные спектры инвариантных масс, построены их модели и проведена аппроксимация. Результат был исследован на предмет искажений и откорректирован. Были оценены систематические погрешности, обусловленные моделью вклада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ и прочими источниками. Произведено первое наблюдение распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ и измерены их относительные вероятности. Оба этих распада и нормировочный канал $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ проявляют богатую резонансную структуру. Измеренные в работе распады $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ в будущем могут служить опорой при изучении аналогичных редких распадов как, например, $\Xi_b^0 \rightarrow D^+ p K^- \pi^-$ и $\Xi_b^0 \rightarrow D^{*+} p K^- \pi^-$. По результатам исследования распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ была опубликована статья [31]. При изучении очарованных резонансов в промежуточных состояниях $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ был получен и аппроксимирован спектр $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ и с помощью метода *sPlot* построены спектры $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$, $m(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$ частиц распада Λ_b^0 . Наборы экспериментальных данных исследованы на наличие корреляций между четырьмя названными спектрами, а полученная информация учтена при дальнейшем анализе. Проведен иллюстративный анализ резонансов $\Lambda_c(2625)^+$, $\Sigma_c(2520)^{+,0}$, де-

монстрирующий работоспособность, стабильность и корректность используемых в обработке подходов. Прделанная работа является важнейшим этапом при изучении резонансной структуры распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ и позволит с рекордной точностью измерить массы и ширины возникающих в нем очарованных резонансов, электромагнитное расщепление $\Sigma_c^{(*)}$ барионов, а также достигнуть новых физических результатов.

Список литературы

- [1] R. Aaij *et al.* (The LHCb Collaboration), *Measurements of the branching fractions for $B_{(s)} \rightarrow D_{(s)}\pi\pi\pi$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi\pi\pi$* , *Phys. Rev. D* **84**, 092001 (2011), [arXiv:1109.6831](#).
- [2] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of the branching fraction $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ at CDF*, *Phys. Rev. D* **85**, 032003 (2012), [arXiv:1112.3334](#).
- [3] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [4] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1*, Tech. Rep. [CERN-TH-401](#), CERN, Geneva, 1964.
- [5] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 2*, Tech. Rep. [CERN-TH-412](#), CERN, Geneva, 1964.
- [6] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2020**, 083C01 (2020).
- [7] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of $\sigma_{\Lambda_b^0}/\sigma_{\bar{B}^0} \times \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-)/\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-)$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 122002 (2007), [arXiv:hep-ex/0601003](#).
- [8] R. Aaij *et al.* (LHCb), *Study of the kinematic dependences of Λ_b^0 production in pp collisions and a measurement of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$ branching fraction*, *JHEP* **08**, 143 (2014), [arXiv:1405.6842](#).
- [9] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Studies of beauty baryon decays to D^0ph^- and $\Lambda_c^+h^-$ final states*, *Phys. Rev. D* **89**, 032001 (2014), [arXiv:1311.4823](#).

- [10] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Study of the $D^0 p$ amplitude in $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p \pi^-$ decays*, *JHEP* **05**, 030 (2017), [arXiv:1701.07873](#).
- [11] R. Aaij *et al.* (LHCb), *Observation of the suppressed $\Lambda_b^0 \rightarrow D p K^-$ decay with $D \rightarrow K^+ \pi^-$ and measurement of its CP asymmetry*, *Phys. Rev. D* **104**, 112008 (2021), [arXiv:2109.02621](#).
- [12] S. H. Lee *et al.* (Belle), *Measurements of the masses and widths of the $\Sigma_c(2455)^{0/++}$ and $\Sigma_c(2520)^{0/++}$ baryons*, *Phys. Rev. D* **89**, 091102 (2014), [arXiv:1404.5389](#).
- [13] J. Yelton *et al.* (Belle collaboration), *Measurement of the masses and widths of the $\Sigma_c(2455)^+$ and $\Sigma_c(2520)^+$ baryons*, *Phys. Rev. D* **104**, 052003 (2021), [arXiv:2107.05615](#).
- [14] R. Mizuk *et al.* (Belle), *Observation of an isotriplet of excited charmed baryons decaying to $\Lambda_c^+ \pi$* , *Phys. Rev. Lett.* **94**, 122002 (2005), [arXiv:hep-ex/0412069](#).
- [15] T. Aaltonen *et al.* (CDF), *Measurements of the properties of $\Lambda_c(2595)$, $\Lambda_c(2625)$, $\Sigma_c(2455)$, and $\Sigma_c(2520)$ baryons*, *Phys. Rev. D* **84**, 012003 (2011), [arXiv:1105.5995](#).
- [16] K. Abe *et al.* (Belle), *Experimental constraints on the possible J^P quantum numbers of the $\Lambda_c(2880)^+$* , *Phys. Rev. Lett.* **98**, 262001 (2007), [arXiv:hep-ex/0608043](#).
- [17] B. Aubert *et al.* (BaBar), *Observation of a charmed baryon decaying to $D^0 p$ at a mass near $2.94 \text{ GeV}/c^2$* , *Phys. Rev. Lett.* **98**, 012001 (2007), [arXiv:hep-ex/0603052](#).
- [18] A. A. Alves Jr. *et al.* (LHCb collaboration), *The LHCb detector at the LHC*, *JINST* **3**, S08005 (2008).

- [19] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *LHCb detector performance*, *Int. J. Mod. Phys. A* **30**, 1530022 (2015), [arXiv:1412.6352](#).
- [20] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *The LHCb trigger and its performance in 2011*, *JINST* **8**, P04022 (2013), [arXiv:1211.3055](#).
- [21] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Design and performance of the LHCb trigger and full real-time reconstruction in Run 2 of the LHC. Performance of the LHCb trigger and full real-time reconstruction in Run 2 of the LHC*, *JINST* **14**, P04013. 43 p (2018), [arXiv:1812.10790](#).
- [22] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *A brief introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput. Phys. Commun.* **178**, 852 (2008), [arXiv:0710.3820](#).
- [23] I. Belyaev *et al.*, *Handling of the generation of primary events in GAUSS, the LHCb simulation framework*, *J. Phys. Conf. Ser.* **331**, 032047 (2011).
- [24] D. J. Lange, *The EVTGEN particle decay simulation package*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A462**, 152 (2001).
- [25] P. Golonka and Z. Was, *PHOTOS Monte Carlo: A precision tool for QED corrections in Z and W decays*, *Eur. Phys. J.* **C45**, 97 (2006), [arXiv:hep-ph/0506026](#).
- [26] S. Agostinelli *et al.* (Geant4 collaboration), *GEANT4: A simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A506**, 250 (2003).
- [27] J. Allison *et al.* (Geant4 collaboration), *GEANT4 developments and applications*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**, 270 (2006).
- [28] M. Clemencic *et al.*, *The LHCb simulation application, GAUSS: Design, evolution and experience*, *J. Phys. Conf. Ser.* **331**, 032023 (2011).

- [29] T. Skwarnicki, *A study of the radiative cascade transitions between the Υ' and Υ resonances*, PhD thesis, Institute of Nuclear Physics, Krakow, 1986, [DESY-F31-86-02](#).
- [30] R. Barlow, *Extended maximum likelihood*, [Nucl. Instrum. Meth. A](#) **297**, 496 (1990).
- [31] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Observation of $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ decays*, [JHEP](#) **03**, 153 (2022), [arXiv:2112.02013](#).
- [32] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *sPlot: A statistical tool to unfold data distributions*, [Nucl. Instrum. Meth. A](#) **555**, 356 (2005), [arXiv:physics/0402083](#).
- [33] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 5$ TeV*, [JHEP](#) **06**, 147 (2017), [arXiv:1610.02230](#).
- [34] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, [Nucl. Phys.](#) **B871**, 1 (2013), [arXiv:1302.2864](#).
- [35] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, [JHEP](#) **03**, 159 (2016), Erratum *ibid.* **09** (2016) 013, Erratum *ibid.* **05** (2017) 074, [arXiv:1510.01707](#).
- [36] A. F. Falk and M. E. Peskin, *Production, decay, and polarization of excited heavy hadrons*, [Phys. Rev.](#) **D49**, 3320 (1994), [arXiv:hep-ph/9308241](#).
- [37] D. Bortoletto *et al.* (CLEO collaboration), *Charm production in non-resonant e^+e^- annihilations at $\sqrt{s} = 10.55$ GeV*, [Phys. Rev.](#) **D37**, 1719 (1988), Erratum *ibid.* **D39** (1989) 1471.

- [38] H. Albrecht *et al.* (ARGUS collaboration), *Inclusive production of D^0 , D^+ and $D^*(2010)^+$ mesons in B decays and nonresonant e^+e^- annihilation at 10.6 GeV*, *Z. Phys.* **C52**, 353 (1991).
- [39] D. Decamp *et al.* (ALEPH collaboration), *Production and decay of charmed mesons at the Z resonance*, *Phys. Lett.* **B266**, 218 (1991).
- [40] F. Hinode *et al.* (VENUS collaboration), *A Study of charged D^* production in e^+e^- annihilation at an average center-of-mass energy of 58 GeV*, *Phys. Lett.* **B313**, 245 (1993).