

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

РЕФЕРАТ

по дисциплине

«Основы организации научной работы»

на тему

«РАСПАДЫ ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ НА БОЛЬШОМ
АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ»

Выполнил аспирант

А-К. Д. Гусейнов

Преподаватель:

В. В. Розанов
д.б.н., профессор

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Экспериментальная установка – детектор LHCb	5
2 Аппроксимация спектров инвариантных масс.	11
3 Поправки к числам распадов Λ_b^0	17
Выводы	22
Список использованных источников	24

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день наиболее успешно микромир описывает Стандартная модель, однако она не может быть окончательной теорией, поскольку не объясняет всех экспериментально наблюдаемых явлений. Поиск расхождений эксперимента со Стандартной моделью может задать направление при создании и анализе ее расширений. Изучение тяжелых адронов и редких распадов предоставляет уникальные возможности при поиске новой физики благодаря высокой чувствительности к ней. Со стороны эксперимента, Большой адронный коллайдер обладает наибольшей производительностью среди всех ускорителей в истории, а расположенный на нем детектор LHCb предоставляет возможность изучения физики тяжелых b - и c -кварков в широком диапазоне исследований. Например, одной из главных целей было наблюдение редкого распада $B_s \rightarrow \mu\mu$. Он был измерен с высокой точностью, и отклонений от Стандартной модели, предсказывающей чрезвычайно малое значение, не обнаружилось.

Данная работа является одной из первых, где наблюдается многочастичный распад прелестного бариона Λ_b^0 . Более того, особенностью изучаемого в работе распада является то, что в конечном состоянии c -кварк и барионное число переносятся разными адронами. Интерес к многочастичным распадам обусловлен также возможностью наблюдения резонансных адронных состояний, которые либо не наблюдались, либо были измерены с недостаточной 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], а также наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ и измерение его вероятности относительно основного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$. Для этого очарованные адроны регистрируются в модах $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 / D^+ \gamma$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, что приводит к существенному подавлению систематических погрешностей, поскольку наборы частиц в конечных состояниях распадов совпадают. Кроме того, вероятности используемых распадов очарованных барионов не измерены с достаточной точностью и вносили бы преобладающую погрешность в результат. Поэтому они включены в

него в виде множителей. Таким образом, измеряются величины

$$R = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)},$$

$$R^* = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-)} \times (\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0) + \mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma)).$$

Результат анализа уже опубликован в статье [3].

Анализ основан на данных, собранных детектором LHCb в 2011–2012 годах, соответствующих интегральной светимости 3 фб^{-1} , и производится с помощью программных пакетов ROOT, RooFit, Ostap.

Далее в работе канал $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ будет также называться основным, $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ – резонансным, а $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ – нормировочным.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА – ДЕТЕКТОР LHCb

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, LHCb, изначально нацеленный на физику тяжелых адронов, и ALICE, специализирующийся на физике тяжелых ионов.

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

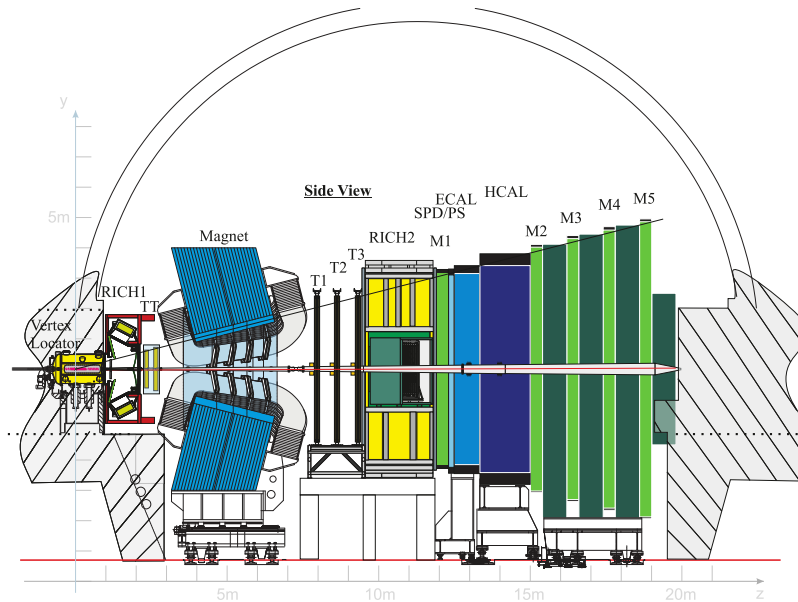


Рисунок 1.1 — Общий вид и основные элементы детектора LHCb.

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 [4, 5]. 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 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 1.1. 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 ЛНСб, 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 позволяет с достаточной точностью оценивать импульсы частиц, вследствие чего ЛНСб имеет хорошее разрешение по кинематическим переменным, используемым в разнообразных физических анализах. Трековая система состоит из вершинного детектора (VELO), трековых станций ТТ и Т1–Т3 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, ТТ 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 ЛНСб. Внутренняя часть, как и ТТ, вновь является кремниевым микростриповым детектором и имеет характеристики, подобные ТТ. Внешняя часть, в свою очередь, является дрейфовой камерой, содержащей смесь аргона, CO_2 и O_2 . 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 реконструкции 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 калоримет-

ра 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 пространственных 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 HCAL 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 – многопробовные 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 [6, 7]. 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 множествен-

ность 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).

2. 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.

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 $D^+\pi^0p\pi^-\pi^-$. 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 регистрируются, 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 [8], 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 больших 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 [9] и называется Crystal Ball функцией. Сравнение двухсторонней Crystal Ball функции с традиционным распределением Гаусса от переменной $x = \frac{m-m_0}{\sigma_m}$ для иллюстративного набора параметров показано на рисунке 2.1.

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, с помощью метода Монте-Карло производится

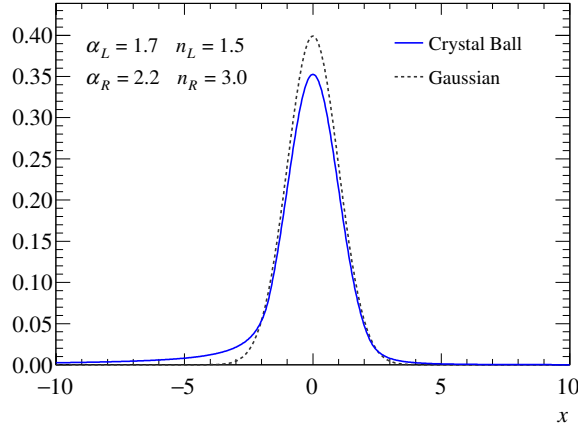


Рисунок 2.1 — Сравнение выбранной модели распада $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ с функцией Гаусса для иллюстративного набора параметров.

моделирование распадов и извлекаются распределения событий по массе $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$, обусловленные кинематикой. Результаты этого этапа представлены на рисунке 2.2. 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 $S_{D^{*+}(\pi^0)}$, $S_{D^{*+}(\gamma)}$ 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 коэф-

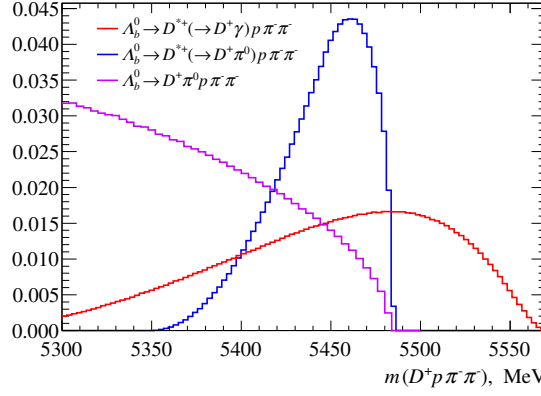


Рисунок 2.2 — Распределения инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ \pi^0 p \pi^- \pi^-$, обусловленные кинематикой.

фициентами, учитывающими вероятности этих мод: $\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0) = 30.7 \pm 0.5\%$, $\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma) = 1.6 \pm 0.4\%$ [8]. 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 вычисляется отдельно.

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 под-

ходах, 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.

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 расширенной функции правдоподобия, взятый с противоположным знаком [10]

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

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 2.3, а значения основных параметров приведены в таблице 2.1. Этот результат был опубликован в статье [3].

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

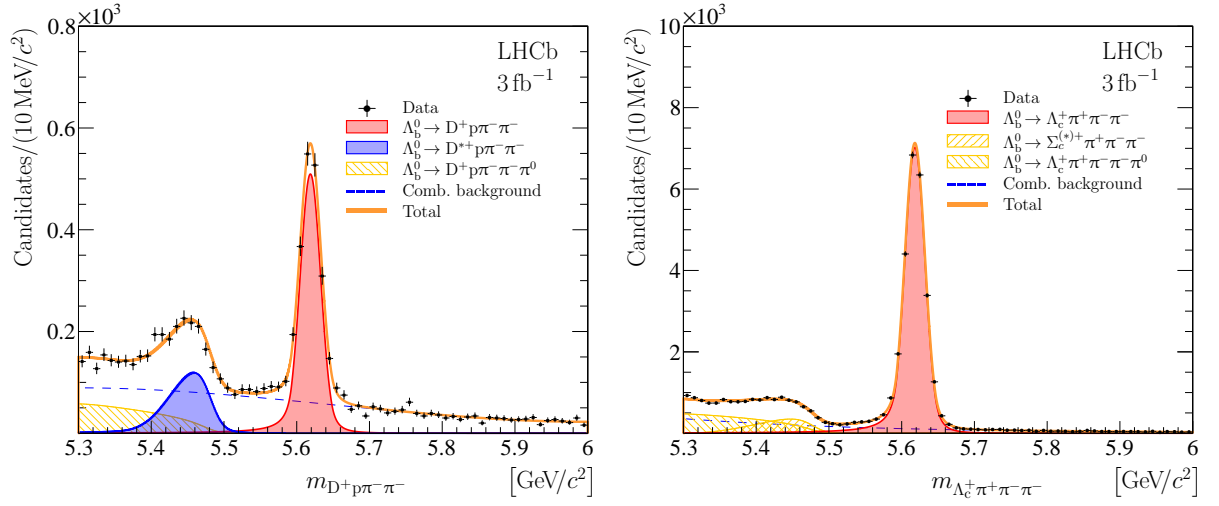


Рисунок 2.3 — Аппроксимация экспериментальных спектров инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ и $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ [3].

лируется 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 2.3 слева, а значения основных параметров приведены в таблице 2.1. Этот результат также опубликован в статье [3].

Таблица 2.1 — Основные результаты аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ и $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$.

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

3. 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 [3]. 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 2 в таблице 2.1. 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 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 откло-

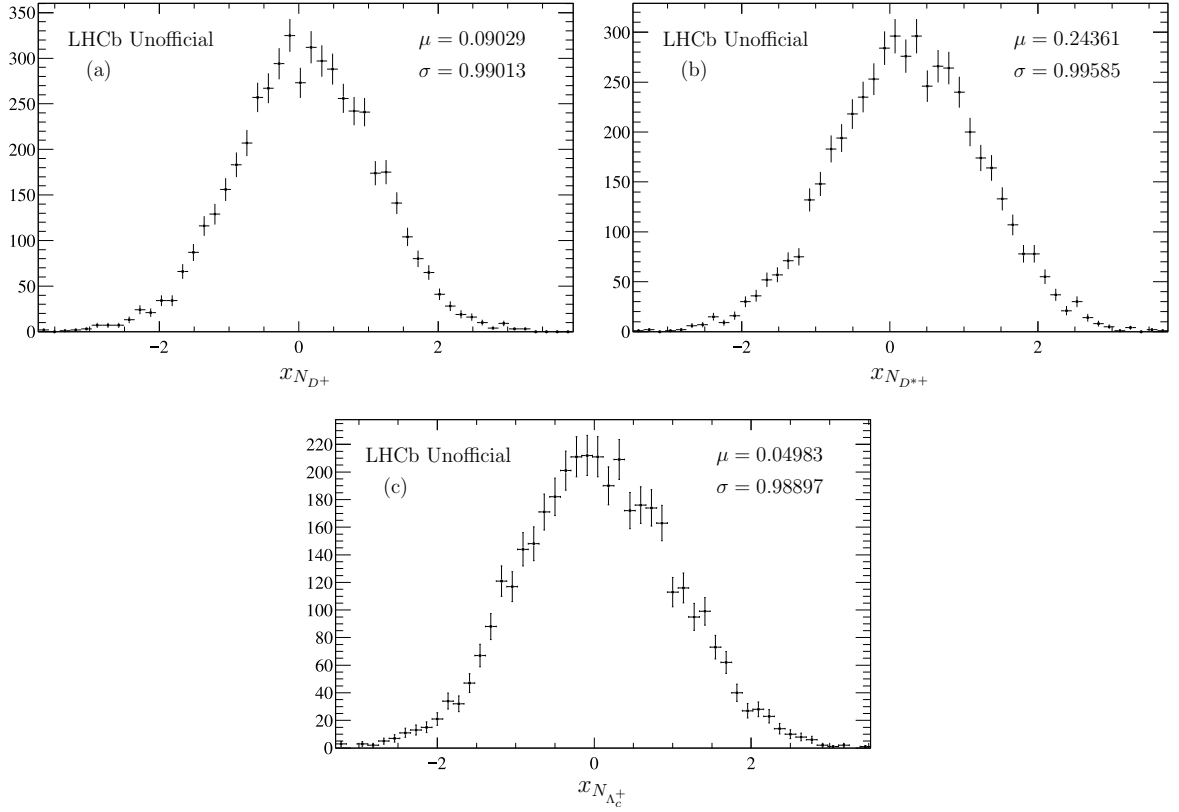


Рисунок 3.1 — Распределения относительных отклонений количеств распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ (a), $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ (b) и $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ (c) от значений, извлеченных из экспериментальных данных, полученные при аппроксимации псевдоэкспериментов.

нений, 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 3.1, а соответствующие поправки вычислены в таблице 3.1. 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 псевдоэкс-

Таблица 3.1 — 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.

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

периментов. Погрешности чисел 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 $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{(*)+} p \pi^- \pi^-$ 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, учитыва-

ются 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 накладываемых для отбора событий ограничений, могут обмениваться 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 приравнять 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.

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 s -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 $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ [8], 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 $D^+ \gamma$ [8], 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 [11–13],

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

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 [14], где оно оценивалось на основе измерений CLEO [15], ARGUS [16], ALEPH [17] и VENUS [18]. Наблюдаемые сходства указывают на возможное соответствие между прямым образованием и фрагментацией очарованных мезонов и их рождением в многочастичных распадах прелестных адронов.

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 [3].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Aaij, R. Measurements of the branching fractions for $B_{(s)} \rightarrow D_{(s)}\pi\pi\pi$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi\pi\pi$ / R. Aaij et al. // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 84. — P. 092001.
2. Aaltonen, T. Measurement of the branching fraction $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ at CDF / T. Aaltonen et al. // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 85. — P. 032003.
3. Aaij, R. Observation of $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+p\pi^-\pi^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+}p\pi^-\pi^-$ decays / R. Aaij et al. // JHEP. — 2022. — Vol. 03, no. 3. — P. 153.
4. Alves Jr., A. A. The LHCb detector at the LHC / A. A. Alves Jr. et al. // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08005.
5. Aaij, R. LHCb detector performance / R. Aaij et al. // Int. J. Mod. Phys. A. — 2015. — Vol. 30. — P. 1530022.
6. Aaij, R. The LHCb trigger and its performance in 2011 / R. Aaij et al. // JINST. — 2013. — Vol. 8. — P. P04022.
7. Aaij, R. 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 / R. Aaij et al. // JINST. — 2018. — Vol. 14. — P. P04013. 43 p.
8. Zyla, P. A. Review of Particle Physics / P. A. Zyla et al. // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
9. Skwarnicki, T. A study of the radiative cascade transitions between the Υ' and Υ resonances: Ph.D. thesis / Institute of Nuclear Physics, Krakow. — 1986. — DESY-F31-86-02.
10. Barlow, R. Extended maximum likelihood / R. Barlow // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1990. — Vol. 297, no. 3. — Pp. 496 – 506.

11. Aaij, R. Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s}=5$ TeV / R. Aaij et al. // JHEP. — 2017. — Vol. 06. — P. 147.
12. Aaij, R. Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV / R. Aaij et al. // Nucl. Phys. B. — 2013. — Vol. 871. — P. 1.
13. Aaij, R. Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV / R. Aaij et al. // JHEP. — 2016. — Vol. 03. — P. 159.
14. Falk, A. F. Production, decay, and polarization of excited heavy hadrons / A. F. Falk, M. E. Peskin // Phys. Rev. D. — 1994. — Vol. 49. — Pp. 3320–3332.
15. Bortoletto, D. Charm production in nonresonant e^+e^- annihilations at $\sqrt{s}=10.55$ GeV / D. Bortoletto et al. // Phys. Rev. D. — 1988. — Vol. 37. — P. 1719.
16. Albrecht, H. Inclusive production of D^0 , D^+ and $D^*(2010)^+$ mesons in B decays and nonresonant e^+e^- annihilation at 10.6 GeV / H. Albrecht et al. // Z. Phys. C. — 1991. — Vol. 52. — Pp. 353–360.
17. Decamp, D. Production and decay of charmed mesons at the Z resonance / D. Decamp et al. // Phys. Lett. B. — 1991. — Vol. 266. — Pp. 218–230.
18. Hinode, F. A Study of charged D^* production in e^+e^- annihilation at an average center-of-mass energy of 58 GeV / F. Hinode et al. // Phys. Lett. B. — 1993. — Vol. 313. — Pp. 245–252.