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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«МНОГОЧАСТИЧНЫЕ АДРОННЫЕ РАСПАДЫ ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ, РОЖДЕННЫХ В ДЕТЕКТОРЕ LHCb»

Выполнил студент
413 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
2020

Содержание

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 $B_s \to \mu\mu$. 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 $\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-$ и измерение его вероятности в нормировке на известную вероятность распада $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^+$ [1, 2], а также наблюдение распада $\Lambda_b^0 \to D^{*+} p\pi^-\pi^-$ и измерение его вероятности относительно основного распада $\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-$. Для этого очарованные адроны регистрируются в модах $D^{*+} \to D^+\pi^0/D^+\gamma$, $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$, 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

$$R = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+)},$$
$$R^* = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^{*+} p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-)} \times \left(\mathcal{B}(D^{*+} \to D^+\pi^0) + \mathcal{B}(D^{*+} \to D^+\gamma)\right).$$

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

1. Состояние экспериментальных исследований Λ_b^0-бариона

Барион с тяжелым кварком Q в качестве “ядра” и легким дикварком q_1q_2 в качестве “электронов” можно рассматривать как атом гелия квантовой хромодинамики. Тяжелый кварк в барионе может быть использован для исследования конфайнмента, тем самым позволяя изучать непертурбативную КХД в условиях, отличных от легких барионов. Поскольку масса тяжелого кварка $m_Q \gg \Lambda_{\mathrm{QCD}}$, его поле в системе отсчета бариона можно приблизительно считать статическим. На основе этого предположения и появляющейся приблизительной симметрии $c \leftrightarrow b$ строятся теории, коллективно называемые эффективными теориями тяжелых кварков.

Λ_b^0 – легчайший прелестный барион; он является основным состоянием трехкварковой системы (udb). Распады прелестных барионов, как самых тяжелых адронов, интересны для проверки феноменологических приближений квантовой хромодинамики наподобие эффективной теории тяжелых кварков, для независимого от B-мезонов определения компонент матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава и поиска CP-нарушения. Изучение экзотических распадов, таких как $\Lambda_b^0 \to \Lambda\mu^+\mu^-$, при котором происходит переход b-кварка в s-кварк, успешно дополняют поиски новой физики в секторе B-мезонов [3, 4].

Впервые распад Λ_b^0-бариона, в конечном состоянии которого не присутствует J/ψ-мезон, наблюдался коллаборацией CDF в моде $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-$ при $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$ [5]. Более точное измерение было затем проведено коллаборацией LHCb [6]. Измеренная вероятность распада оказалась достаточно большой, и сейчас он играет роль надежного калибровочного канала при дальнейшем изучении распадов Λ_b^0.

Впервые многочастичный распад Λ_b^0 был обнаружен коллаборацией LHCb – наблюдался распад $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$ [1]. Его более точное исследование было проведено коллаборацией CDF [2]. Для нормировки в названных работах использовался упомянутый распад

$\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-$. Одно из преимуществ исследования сложных многочастичных распадов заключается в возможности обнаружения новых резонансных частиц или даже экзотических мультикварковых состояний [7]. Воспользовавшись этим, коллаборация CDF в своей работе также изучила резонансные вклады в конечное состояние $\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$, обусловленные промежуточными состояниями $\Lambda_c(2595)^+\pi^-$, $\Lambda_c(2625)^+\pi^-$, $\Sigma_c(2455)^{++}\pi^-\pi^-$, $\Sigma_c(2455)^0\pi^+\pi^-$, в которых резонансы Λ_c^* распадаются на $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$, Σ_c^{*++} – на $\Lambda_c^+\pi^+$, а Σ_c^{*0} – на $\Lambda_c^+\pi^-$.

Первое и единственное измерение распада Λ_b^0, в конечном состоянии которого очарованность и барионное число находятся в разных частицах, было осуществлено коллаборацией LHCb [8]. В работе был изучен распад $\Lambda_b^0 \to D^0 p\pi^-$ при $D^0 \to K^-\pi^+$ в нормировке на $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-$. Однако основной целью того анализа было изучение Кабиббо-подавленных распадов $\Lambda_b^0 \to D^0 pK^-$ и $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+K^-$.

Следующий естественный шаг – переход к многочастичным распадам, при которых очарованность и барионное число уносятся разными адронами. Данная работа одному из таких и посвящена. Это первое наблюдение, и аналогичные распады еще очень мало изучены, поэтому каждый анализ уникален и имеет большую значимость.

2. Детектор LHCb и экспериментальные данные

Детектор LHCb [9, 10] – одноплечевой спектрометр, покрывающий область псевдобыстрот $2 < \eta < 5$ и предназначенный для изучения тяжелых кварков. Детектор состоит из нескольких систем: кремниевого стрипового вершинного детектора, окружающего точку соударения протонов и позволяющего определять первичные вершины соударения с точностью до 7 мкм; трековой системы, включающей магнит, позволяющей измерять импульсы заряженных частиц; системы идентификации частиц, использующей детекторы черенковского излучения; калориметров и мюонной системы. Кроме того, благодаря распаду по слабому взаимодействию, времена жизни b- и c-адронов достаточно велики для перемещения на регистрируемые расстояния и достаточно малы, чтобы распад происходил вблизи точки соударения протонов, в поэтому вершинный детектор позволяет находить тяжелые кварки по вторичным вершинам. Общий вид детектора LHCb представлен на рисунке 1.

Отбор событий, проводимый самим детектором, то есть триггер, производится в две стадии. На первой стадии отбор осуществляется непосредственно аппаратурой детектора на основании информации из калориметров и мюонной системы. Ее проходят только события, в которых присут-

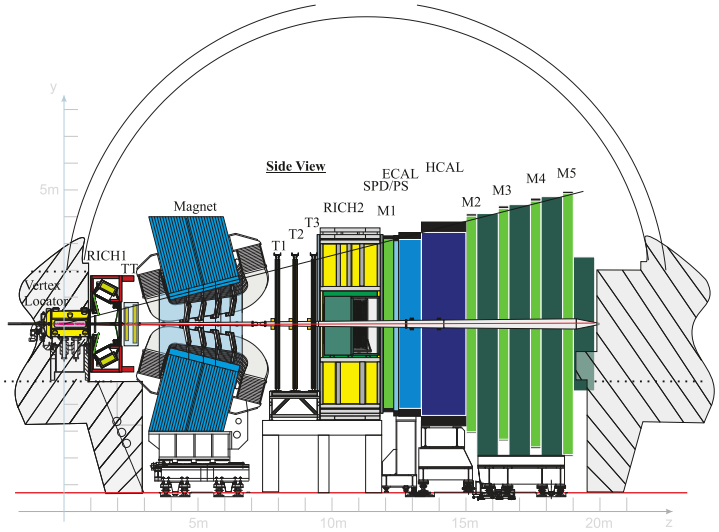

Рис. 1. Общий вид и основные элементы детектора LHCb.

ствует мюон с большим поперечным импульсом или адрон, фотон или электрон, оставивший в калориметрах поперечную энергию более 3.5 ГэВ. На второй стадии используется асинхронный программный триггер, требующий поперечные импульсы всех частиц больше 0.5 ГэВ в 2011 году и 0.3 ГэВ в 2012, а также наличие вторичной вершины из двух, трех или четырех частиц, сумма поперечных импульсов которых достаточно велика, а сама вторичная вершина достаточно далека от любой из первичных. Для моделирования используются Pythia [11], EvtGen [12] и Geant4 [13] со специальными настройками, соответствующими детектору LHCb.

Как будет описано в разделе 4, на основе специальных экспериментальных выборок вычисляется эффективность идентификации частиц. Чтобы не выходить за область разумной эффективности, тем самым существенно подавляя комбинаторный фон, на кинетические переменные частиц на этапе анализа накладываются ограничения, представленные в таблице 1. Параметр P выражает вероятность того, что трек принадлежит частице определенного сорта, а t для Λ_b^0 – время распада в собственной системе отсчета бариона.

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

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

3. Модель спектров инвариантных масс и аппроксимация

Спектр инвариантных масс $m(D^+p\pi^-\pi^-)$ вблизи известного значения массы Λ_b^0 5620 МэВ/c^2 [14] содержит вклады интересующих нас распадов $\Lambda_b^0 \to D^+p\pi^-\pi^-$, $\Lambda_b^0 \to D^{*+}p\pi^-\pi^-$ ($D^{*+} \to D^+\pi^0$ или $D^+\gamma$), фон, составляемый случайными комбинациями треков, удовлетворяющими всем условиям отбора, и распада без образования промежуточного состояния D^{*+} $\Lambda_b^0 \to D^+\pi^0p\pi^-\pi^-$. Прямой распад с образованием γ вместо π^0 не учитывается, поскольку его вероятность мала по сравнению с адронной модой, и смысла в увеличении числа параметров фона нет.

Так как в основном сигнале все частицы заряженные и успешно восстанавливаются, его вклад в спектр масс не имеет экзотическую форму, и для него можно выбрать шаблонную аппроксимирующую функцию. Естественная ширина распада Λ_b^0 невелика, поэтому основное влияние оказывает сам детектор и алгоритмы восстановления треков. Отклик детектора близок к функции Гаусса, но не идеально с ней совпадает, особенно при бóльших отклонениях от центрального значения. Кроме того, частицы в детекторе теряют энергию и до входа в калориметр, что также не подчиняется распределению Гаусса. Для учета этих факторов была выбрана следующая функция:

$$S_{D^+} = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma_m^2}\right), & -\alpha_L < \frac{m-m_0}{\sigma_m} < \alpha_R, \\ A_L \cdot \left(B_L - \frac{m-m_0}{\sigma_m}\right)^{-n_L}, & \frac{m-m_0}{\sigma_m} \leq -\alpha_L, \\ A_R \cdot \left(B_R + \frac{m-m_0}{\sigma_m}\right)^{-n_R}, & \frac{m-m_0}{\sigma_m} \geq \alpha_R, \end{cases} \tag{1}$$

в которой $m = m(D^+p\pi^-\pi^-)$; α_L, α_R, n_L, n_R, m_0, σ_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

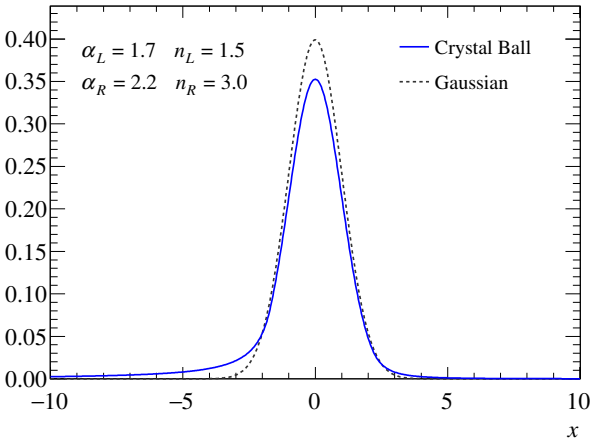

Рис. 2. Сравнение выбранной модели основного сигнала с функцией Гаусса.

непрерывности $S_{D^+}(m)$ и ее производной:

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

Функция такого вида была впервые рассмотрена участником коллаборации Crystal Ball [15] и называется Crystal Ball функцией. Ее сравнение с традиционным распределением Гаусса от переменной $x = \frac{m-m_0}{\sigma_m}$ для иллюстративного набора параметров показано на рисунке 2.

Вклады распадов $\Lambda_b^0 \to D^{*+}p\pi^-\pi^-$, $\Lambda_b^0 \to D^+\pi^0 p\pi^-\pi^-$, помимо отклика детектора, сильно зависят от кинематики, поскольку в них присутствуют нейтральные частицы, а они не восстанавливаются. Для их аппроксимации необходимо предварительно промоделировать распады и получить формы вкладов, это было сделано с помощью метода Монте-Карло. Результаты показаны на рисунке 3. Далее, в полученных идеальных распределения по инвариантным массам нужно учесть отклик детектора. Для этого берется их свертка с функцией Гаусса с нулевым средним и той же шириной σ_m, что и в уравнении (1). В итоге получаются функции $S_{D^{*+}(\pi^0)}$, $S_{D^{*+}(\gamma)}$, $S_{D^+\pi^0}$.

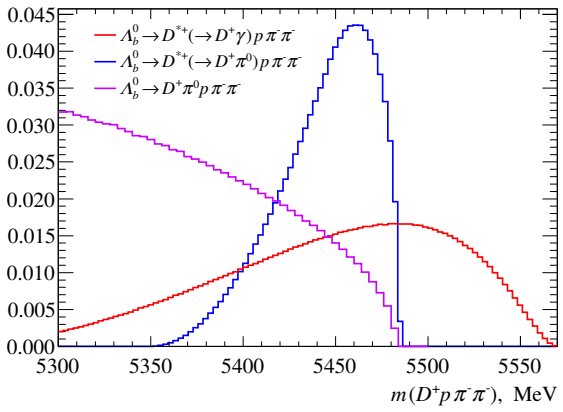

Рис. 3. Распределения инвариантных масс $m(D^+p\pi^-\pi^-)$ частично восстанавливаемых распадов, полученные методом Монте-Карло моделирования.

Так как интегральное число частиц во вкладе $\Lambda_b^0 \to D^{*+}(\to D^+\gamma)p\pi^-\pi^-$ не ожидается большим, и сам он не имеет ярко выраженного пика, прямая аппроксимация экспериментального спектра полученной функцией будет неточной. Поэтому вклады двух распадов через промежуточное состояние D^{*+} складываются с коэффициентами, учитывающими вероятности этих каналов: $\mathcal{B}(D^{*+} \to D^+\pi^0) = 30.7 \pm 0.5\%$, $\mathcal{B}(D^{*+} \to D^+\gamma) = 1.6 \pm 0.4\%$ [14],

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

С неоднозначностью выбора коэффициентов сложения ввиду ненулевых погрешностей указанных вероятностей связана систематическая ошибка; она рассчитывается далее в работе.

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

Полная функция распределения представляет собой сумму всех вкладов с переменными коэффициентами – искомыми числами событий в них. Для нахождения этих чисел и других параметров модели минимизируется

минус логарифм расширенной функции правдоподобия [16]

$$
\begin{aligned}
-\log\mathcal{L} = &-\sum_{k=1}^{N_{\text{obs}}} \log\left(N_{D^+}\,S_{D^+} + N_{D^{*+}}\,S_{D^{*+}} + N_{D^+\pi^0}\,S_{D^+\pi^0} + N_b\,B\right) + \\
&+ \left(N_{D^+} + N_{D^{*+}} + N_{D^+\pi^0} + N_b\right) - \\
&- N_{\text{obs}}\,\log\left(N_{D^+} + N_{D^{*+}} + N_{D^+\pi^0} + N_b\right),
\end{aligned}
\tag{2}
$$

где N_i – числа событий во вкладах, S_i – их модели, B – модель фона, а N_{obs} – полное число наблюдаемых событий. При минимизации наборы данных не распределяются по ячейкам на оси, а сохраняются в виде точек. Для получения более точного результата при аппроксимации экспериментальных данных параметры $\alpha_{L,R}$, $n_{L,R}$ степенных хвостов модели основного сигнала фиксируются на значениях, полученных при аппроксимации данных моделирования; они представлены в таблице 2. Результат аппроксимации экспериментального спектра в проекции на распределение по ячейкам показан на рисунке 4, а полученные значения параметров модели – в таблице 3. Помимо самой модели и экспериментальных данных, рисунок 4 показывает разность между ними, отнесенную к погрешности данных в ячейке. Как видно, несмотря на большую статистику, отклонение нигде не превосходит двойки и равномерно распределено около нуля, что говорит о хорошем выборе модели и надежности результатов. Необходимо заметить, что до аппроксимации данных моделирования производится их корректировка для лучшего согласия между симуляцией и экспериментом. Эта процедура описана в разделе 4.

Спектр инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ содержит вклады опорного сигнала $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$, частично восстанавливаемых распадов $\Lambda_b^0 \to \Sigma_c^+(\to \Lambda_c^+\pi^0)\pi^-\pi^+\pi^-$, $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^0\pi^-\pi^+\pi^-$ и комбинаторного фона. Аналогично описанию спектра масс $m(D^+p\pi^-\pi^-)$, опорный сигнал моделируется Crystal Ball функцией, модели частично восстанавливаемых распадов определяются из Монте-Карло моделирования с последующей сверткой с гауссианом, а комбинаторный фон аппроксимируется полиномом третьей степени. Параметры хвостов модели опорного сигнала также фиксируют-

Таблица 2. Значения параметров хвостов модели основного сигнала, полученные в результате аппроксимации спектра инвариантных масс $m(D^+p\pi^-\pi^-)$ данных Монте-Карло моделирования. (Неофициальный результат LHCb)

Параметр	Значение	Параметр	Значение
α_L	1.85 ± 0.02	α_R	2.08 ± 0.05
n_L	0.51 ± 0.04	n_R	1.75 ± 0.22

Таблица 3. Основные результаты аппроксимации экспериментального спектра инвариантных масс $m(D^+p\pi^-\pi^-)$. (Неофициальный результат LHCb)

Параметр	Значение	Параметр	Значение
m_0, (МэВ/c^2)	5618.80 ± 0.43	σ_m, (МэВ/c^2)	14.09 ± 0.44
N_{D^+}	1938 ± 59	$N_{D^{*+}}$	856 ± 58
$N_{D^+\pi^0}$	734 ± 98	N_b	3912 ± 122

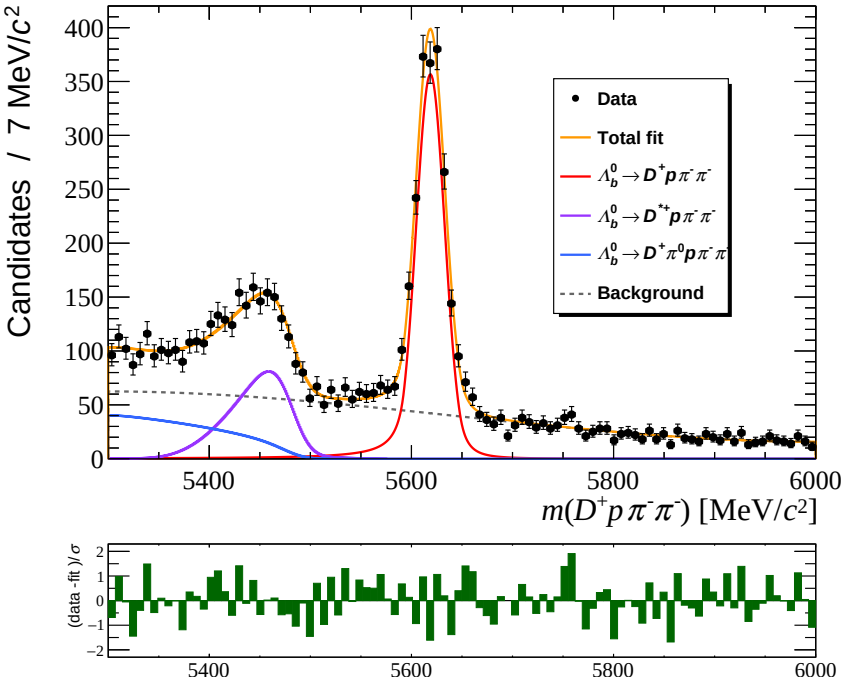

Рис. 4. Аппроксимация экспериментального спектра инвариантных масс $m(D^+p\pi^-\pi^-)$. (Неофициальный результат LHCb)

Таблица 4. Значения параметров хвостов модели опорного сигнала, полученные в результате аппроксимации спектра инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ данных Монте-Карло моделирования. (Неофициальный результат LHCb)

Параметр	Значение	Параметр	Значение
α_L	1.78 ± 0.02	α_R	2.00 ± 0.04
n_L	0.51 ± 0.04	n_R	2.34 ± 0.26

Таблица 5. Основные результаты аппроксимации экспериментального спектра инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$. (Неофициальный результат LHCb)

Параметр	Значение	Параметр	Значение
m, (МэВ/c^2)	5618.20 ± 0.10	σ_m, (МэВ/c^2)	13.83 ± 0.09
$N_{\Lambda_c^+}$	26505 ± 177	$N_{\Sigma_c^+}$	3301 ± 130
$N_{\Lambda_c^+\pi^0}$	6234 ± 285	N_b	8861 ± 323

ся на значениях, полученных при аппроксимации данных моделирования. Результаты представлены в таблицах 4, 5 и на рисунке 5. Как видно, даже при увеличении статистики более чем в 10 раз, разница между данными и моделью находится в разумных пределах, то есть параметры определены достаточно надежно.

3.1. Стабильность аппроксимации

Алгоритм минимизации для каждого параметра модели находит центральное значение и оценивает погрешность. В некоторых случаях, чаще со сложными моделями, найденные алгоритмом значения могут не соответствовать действительности и вносить искажения. Для проверки истинности найденных результатов и стабильности аппроксимации вблизи полученных значений параметров необходимо проводить дополнительный анализ.

Поскольку экспериментальные данные – случайные числа, а искомые

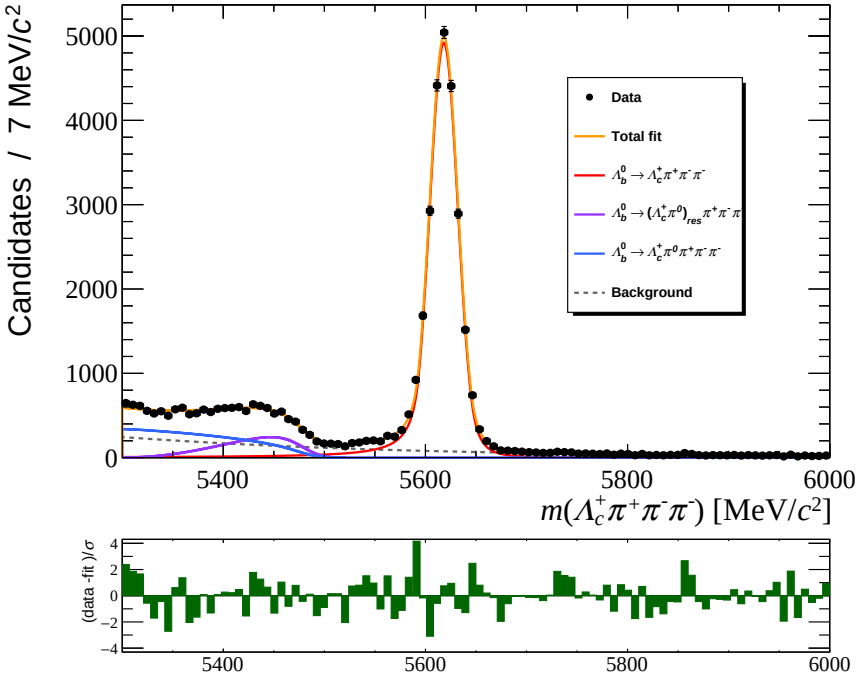

Рис. 5. Аппроксимация экспериментального спектра инвариантных масс $m(\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$. (Неофициальный результат LHCb)

параметры модели – их функции, то значения параметров тоже являются случайными. Это значит, что исследовать любые их свойства следует статистическими методами. То есть требуется многократно проводить одну и ту же процедуру аппроксимации с помощью одной и той же модели, но с разными аппроксимируемыми данными, отличающимися друг от друга в пределах статистических погрешностей. Для получения таких наборов данных можно воспользоваться генераторами псевдослучайных чисел, генерируя значения случайной величины, распределенной согласно модели.

На основе полученной в результате аппроксимации экспериментальных данных модели генерировались спектры инвариантных масс (которые можно назвать вторичными), а затем аппроксимировались ей же. Для каждого параметра модели p результат аппроксимации вторичных спектров p^{fit} записывался в форме нормированного на найденную погрешность σ_p^{fit} отклонения от экспериментального значения p^{data}, с которым и генерировался спектр:

$$x = \frac{p^{\text{fit}} - p^{\text{data}}}{\sigma_p^{\text{fit}}}.$$

Набиралось статистически значимое количество результатов аппроксимации, а затем изучались полученные распределения x. В идеальном случае, когда алгоритм правильно определяет и центральные значения, и погрешности, эти распределения должны представлять собой гауссианы с нулевым средним и единичной дисперсией. Если же среднее или дисперсия отличается от идеального значения, определяемый алгоритмом результат необходимо поправлять: сместить центральное значение и изменить ошибку. Если изначальный результат для параметра p был p^{data} и σ_p^{data}, а распределение переменной x для этого параметра характеризуется средним μ дисперсией σ^2, то откорректированный результат определяется по формулам

$$p^{\text{corr}} = p^{\text{data}} + \mu\,\sigma\,\sigma_p^{\text{data}}, \qquad \sigma_p^{\text{corr}} = \sigma\,\sigma_p^{\text{data}}.$$

Такой анализ был проведен и для модели спектра $m(D^+p\pi^-\pi^-)$, и для модели спектра $m(\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$. Наиболее важными результатами аппроксимации являются числа событий во вкладах основного, резонансного и нормировочного распадов. Для проверки метода также рассматривалась масса Λ_b^0, извлекаемая как параметр m_0 модели опорного сигнала, поскольку ее нахождение ожидается наиболее простой задачей алгоритма минимизации. Распределения величин x для четырех названных параметров, полученные при поиске смещения результата аппроксимации и изучении ее стабильности, показаны на рисунке 6. Как видно, числа распадов по основному, резонансному и нормировочному каналам требуют небольшой корректировки, а масса определяется точно, как и ожидалось. Откорректированные значения чисел событий приведены в таблице 6.

3.2. Учет фоновых вкладов физических состояний

Поскольку и основной, и нормировочный распады имеют один и тот же набор конечных частиц $pK^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, между ними может возникнуть перекрестный вклад непосредственно в области сигнала. Для исключения таких событий из основного канала рассматриваются инвариант-

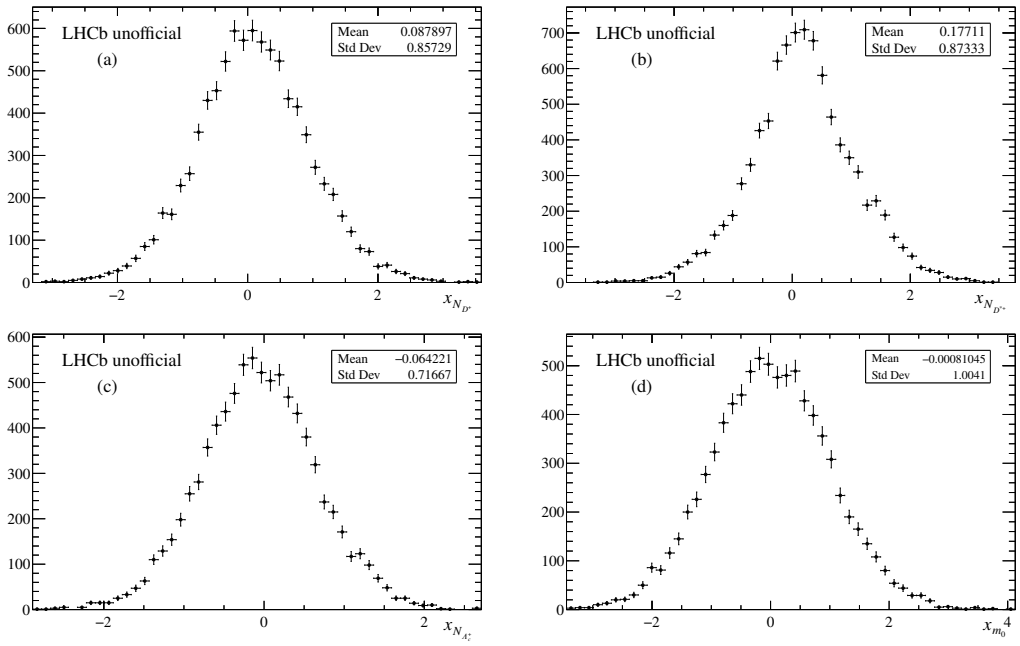

Рис. 6. Полученные при изучении свойств алгоритма минимизации распределения для чисел событий в сигнальном канале (a), в резонансном канале (b), в опорном канале (c) и массы Λ_b^0 (d).

ные массы $m_{1,2} = m(\tilde{K}^-\tilde{\pi}^+_{1,2}p)$, где волной обозначены продукты распада $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. С помощью техники *sPlot* [17] находятся спектры для событий, относящихся к самому́ основному распаду; обозначим эти спектры $m'_{1,2}$. Полученные распределения масс m' имеют узкие пики вблизи массы Λ_c^+ 2286 МэВ/c^2 [14], что говорит о наличии перекрестного вклада. Для определения соответствующего числа событий выделяется область $m' \in (2200, 2400)$ МэВ/c^2, заведомо содержащая весь пик, и производится

Таблица 6. Числа событий во вкладах основного, резонансного и опорного распадов до и после учета отклонений, вносимых алгоритмом минимизации. (Неофициальный результат LHCb)

Параметр	N^{data}	σ_N^{data}	μ	σ	N^{corr}	σ_N^{corr}
N_{D^+}	1938	± 59	0.0879	0.857	1942	± 51
$N_{D^{*+}}$	856	± 58	0.177	0.873	865	± 51
$N_{\Lambda_c^+}$	26505	± 177	-0.0642	0.717	26497	± 127

аппроксимация суммой функции Гаусса и полинома первой степени. Далее, полученные значения чисел событий в пиках $N'_{1,2}$ вычитаются из числа событий в основном сигнале N_{D^+}. После поправки $N_{D^+} = (1942 \pm 51) - (199 \pm 16) - (198 \pm 16) = 1545 \pm 55$.

Как видно из вышеизложенного, перекрестный вклад из опорного сигнала в основной примерно в 5 раз меньше величины основного сигнала. Учитывая, что сам опорный сигнал по величине более чем в 10 раз превосходит основной, видно, что доля событий, появляющихся в виде перекрестного вклада, меньше 2%. Вновь учитывая упомянутую разницу абсолютных величин сигналов, приходим к выводу, что относительное изменение числа событий в нормировочном канале меньше 0.2%, что меньше статистической погрешности. Учитывать этот вклад нет смысла.

В случае нормировочного канала конечное состояние $\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$ формируется несколькими резонансными вкладами. Среди них есть и те, в которых резонансная частица распадается на три пиона. Однако, кроме адронных вкладов, возможно присутствие слабого распада $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+ D_s^-$ при $D_s^- \to \pi^-\pi^+\pi^-$. Он вносит искажения, поскольку нормировка происходит на адронные моды. Для его учета рассматривается инвариантная масса трех пионов; с помощью техники *sPlot*, аналогично перекрестному вкладу, находится ее спектр для событий из нормировочного сигнала, а затем производится аппроксимация спектра суммой функции Гаусса и линейного полинома. Полученное значение числа событий в пике вычитается из числа событий в нормировочном сигнале. После поправки $N_{\Lambda_c^+} = (26497 \pm 127) - (176 \pm 25) = 26321 \pm 129$.

Кроме того, из-за неидеальной трековой системы некоторые события в наборах данных появляются более одного раза. Это происходит, например, когда импульсы частиц в событии расположены так, что две одинаковые частицы, в данном анализе это пионы, могут обменяться своим происхождением и все равно успешно пройти процедуру определения вторичных, третичных и так далее вершин. Для работы с дубликатами из всего набора

данных выбираются события, имеющие общие номер периода сбора данных и номер соударения протонов. Для выбранных событий строятся распределения по инвариантным массам всех разумных пар частиц и ищется какая-либо закономерность. В распадах $\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-$ было обнаружено 28 событий с дубликатами и не было выявлено никакой закономерности. Это число значительно меньше статистической погрешности N_{D^+} и поэтому не учитывается в самом значении N_{D^+}, но сохраняется для будущей оценки систематической погрешности. Среди распадов $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$ был выявлен пик в спектре $m'_{\Lambda_c^+} = m(\tilde{p}\tilde{K}^-\pi^+)$, где волной обозначены продукты распада $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$. По инвариантной массе $m'_{\Lambda_c^+}$ выделяется область $(2230, 2340)$ МэВ, содержащая пик, и с помощью техники *sPlot* строится спектр событий, попавших в нормировочный сигнал в спектре $m(\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$. Затем производится аппроксимация спектра $m'_{\Lambda_c^+}$ суммой функции Гаусса и линейного полинома и извлекается число событий в пике, которое и является числом ошибочно записанных дубликатов. Вычитая полученный результат из числа событий в нормировочном сигнале, получаем $N_{\Lambda_c^+} = (26321 \pm 129) - (427 \pm 34) = 25894 \pm 134$.

4. Эффективности

И сам детектор, и процесс отбора событий для выделения сигнала из фона могут по-разному влиять на собранные данные о разных распадах. То есть доля событий, проходящих упомянутые процедуры, может не быть одинаковой для всех каналов, что приводит к искажению результата. Для учета этого свойства необходимо дополнительно рассчитать все упомянутые доли, называемые эффективностями, и разделить каждое полученное при аппроксимации экспериментального спектра число событий на эффективность соответствующего канала. Таким образом, изучаемые в анализе величины, относительные вероятности распадов R и R^*, записываются как

$$R = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+)} = \frac{N_{D^+}}{N_{\Lambda_c^+}} \Bigg/ \frac{A_{D^+}\,\varepsilon^{\text{tot}}_{D^+}}{A_{\Lambda_c^+}\,\varepsilon^{\text{tot}}_{\Lambda_c^+}},$$

$$R^* = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^{*+} p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-)} \times \big(\mathcal{B}(D^{*+} \to D^+\pi^0) + \mathcal{B}(D^{*+} \to D^+\gamma)\big) =$$
$$= \frac{N_{D^{*+}}}{N_{D^+}} \Bigg/ \frac{A_{D^{*+}}\,\varepsilon^{\text{tot}}_{D^{*+}}}{A_{D^+}\,\varepsilon^{\text{tot}}_{D^+}},$$

где ε^{tot} – полные эффективности регистрации, восстановления и отбора продуктов распадов, A введены для учета геометрии детектора, N – экспериментальные числа событий в сигналах, определенные по спектрам инвариантных масс, а индексы D^+, D^{*+}, Λ_c^+ относятся к основной, резонансной и опорной модам распада соответственно.

Необходимость геометрических поправок A обусловлена двумя факторами. Во-первых, каждый из рассматриваемых в работе распадов имеет свое, отличное от других распределение частиц по углам, в то время как детектор всегда один и его границы постоянны. Это значит, что доля распадов, все продукты которых попадают в детектор и потенциально могут быть зарегистрированы, зависит от самого распада. Во-вторых, поскольку телесный угол, занимаемый детектором, сравнительно мал, для экономии процессорного времени при моделировании на раннем этапе генератора со-

бытий ставятся настройки, нацеленные на создание преимущественно попадающих в детектор событий. Величина A вычисляется на основе данных моделирования с поправками на эффективность генерации предпочитаемых событий, определяемую на уровне генератора. Полученные значения равны $A_{D^+}/A_{\Lambda_c^+} = 1.13535 \pm 0.00318$, $A_{D^{*+}}/A_{D^+} = 0.98186 \pm 0.00298$.

Полная эффективность ε^{tot} состоит из нескольких множителей: эффективности критериев отбора, применяемых на стадии анализа для уменьшения комбинаторного фона, среди которых есть требование к идентификации частиц; эффективности восстановления треков в детекторе; эффективности триггера. Эффективности триггера, трековой системы и критериев отбора по идентификации частиц требуют особого подхода. Для их оценки используются специальные экспериментальные выборки с повышенной концентрацией определенных распадов. К данным моделирования эти эффективности применяются в качестве весов, а сами значения определяются как отношения чисел событий до применения весов и после. Эффективность всех оставшихся критериев отбора $\varepsilon^{\text{cuts}}$ вычисляется напрямую на основе Монте-Карло моделирования как отношение чисел событий до применения критериев и после.

Для определения эффективности идентификации частиц, то есть отбора событий по параметру, выражающему вероятность того, что трек принадлежит частице определенного сорта, использовались дополнительные экспериментальные данные с повышенной концентрацией кандидатов $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$ для пионов и каонов и $\Lambda_b^0 \to pK^-\pi^+$, $\Lambda \to p\pi^-$ для протонов. Вычислялись эффективности в зависимости от трех переменных: импульса частицы, псевдобыстроты частицы и числа треков заряженных частиц в событии

$$\varepsilon^{\text{PID}}(p, \eta, N_{\text{track}}) = \frac{1}{1 + N_{\text{rej}}/N_{\text{acc}}},$$

где N_{acc} – число прошедших отбор событий, а N_{rej} – число отвергнутых. Эффективности трековой системы $\varepsilon^{\text{track}}$ и триггера $\varepsilon^{\text{trigger}}$ не уникальны для

данного исследования и оцениваются в отдельных анализах для разных периодов работы детектора. При моделировании любого распада необходимо подробно описать все элементы детектора, что является весьма сложной задачей. В случае детектора LHCb это привело к некоторым расхождениям между трековыми системами в эксперименте и в симуляции. Определяемая из специальных экспериментальных данных эффективность трековой системы должна применяться к моделированию в виде поправки $\delta\varepsilon^{\mathrm{track}}$, которая по своему происхождению, очевидно, уже не должна быть меньше единицы.

Чтобы убедиться в адекватности используемого метода оценки эффективностей, необходимо проверить соответствие характеристик моделируемых событий экспериментальным. Для этого сравнивались инклюзивные спектры кинетических переменных Λ_b^0: быстроты $y(\Lambda_b^0)$ и импульса в поперечном относительно пучка направлении $p_T(\Lambda_b^0)$. Было замечено различие. Для его устранения производится поочередное взвешивание данных моделирования по упомянутым переменным до совпадения их спектров с экспериментальными. Сама процедура проводится следующим образом. Всем событиям в данных эксперимента и моделирования присваиваются единичные веса и нормируются на единицу. Вычисляются экспериментальные спектры $y(\Lambda_b^0)$ и $p_T(\Lambda_b^0)$. Вычисляется моделируемый спектр $y(\Lambda_b^0)$ и событиям, попавшим в ячейку y_i, присваивается вес $w_y(y_i) = N_{y,i}^{\mathrm{exp}}/N_{y,i}^{\mathrm{MC}}$, где $N_{y,i}^{(\mathrm{exp,MC})}$ – сумма весов попавших в ту же ячейку y_i событий в экспериментальном и моделируемом спектрах, и веса вновь нормируются на единицу; после такого взвешивания спектры $y(\Lambda_b^0)$ совпадают. Далее, с учетом определенных на предыдущем этапе весов, вычисляется моделируемый спектр $p_T(\Lambda_b^0)$ и, аналогично, событиям, попавшим в ячейку p_{Ti}, присваивается вес $w_{p_T}(p_{Ti}) = N_{p_T,i}^{\mathrm{exp}}/N_{p_T,i}^{\mathrm{MC}}$, и веса вновь нормируются на единицу; после такого взвешивания спектры $p_T(\Lambda_b^0)$ совпадают, но $y(\Lambda_b^0)$ уже нет. Далее, уже с зависящими от двух переменных весами $w(y, p_T) = w_y(y) \cdot w_{p_T}(p_T)$, вновь определяется моделируемый спектр $y(\Lambda_b^0)$ и вычисляются веса w_y, и так

Таблица 7. Вклады в полные эффективности основного, резонансного и нормировочного сигналов.

Распад	$\varepsilon^{\text{cuts}}$	ε^{PID}	$\delta\varepsilon^{\text{track}}$	$\varepsilon^{\text{trigger}}$
$\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-$	0.00946 $\pm$0.00004	0.54264 $\pm$0.00364	1.06214 $\pm$0.00740	0.33619 $\pm$0.00239
$\Lambda_b^0 \to D^{*+} p\pi^-\pi^-$	0.00900 $\pm$0.00004	0.54712 $\pm$0.00370	1.06237 $\pm$0.00745	0.32923 $\pm$0.00238
$\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+ \pi^+\pi^-\pi^-$	0.00887 $\pm$0.00004	0.55338 $\pm$0.00400	1.0712 $\pm$0.008043	0.355355 $\pm$0.002687

далее. Когда изменение весов оказывается мало, итерации прекращаются. В результате данные Монте-Карло моделирования эффективно воспроизводят экспериментальные. Корректировка данных моделирования производится до их использования в каких-либо вычислениях.

Полученные в анализе эффективности приведены в таблице 7, а итоговые отношения равны

$$\frac{A_{D^+}}{A_{\Lambda_c^+}} \frac{\varepsilon^{\text{tot}}_{D^+}}{\varepsilon^{\text{tot}}_{\Lambda_c^+}} = 1.11396 \pm 0.00942, \qquad \frac{A_{D^{*+}}}{A_{D^+}} \frac{\varepsilon^{\text{tot}}_{D^{*+}}}{\varepsilon^{\text{tot}}_{D^+}} = 0.92253 \pm 0.00787.$$

5. Систематические погрешности

На систематическую погрешность влияние оказывают выбор моделей вкладов в спектры инвариантных масс, ошибки вероятностей мод распада D^{*+}, метод учета дублирующихся событий, процедура взвешивания событий Монте-Карло моделирования и эффективности используемых в анализе критериев отбора, идентификации частиц, трековой системы и триггера.

Выбор модели может оказывать различное влияние на результат аппроксимации. При достаточно удачном выборе, учитывающем физические особенности распадов и вместе с ними распределений по инвариантным массам, зависимость результата от параметров, на которые полагается модель, будет слабой. Вносимую моделью погрешность можно оценить, варьируя такие параметры в соответствующих им пределах.

Для спектра масс $D^+p\pi^-\pi^-$, поскольку параметры $\alpha_{L,R}$, $n_{L,R}$ степенных хвостов модели основного сигнала фиксировались при аппроксимации экспериментальных данных, их величины варьируются в пределах погрешностей, полученных из данных Монте-Карло моделирования. Для комбинаторного фона изменяется вид функции: рассматриваются полиномы второй и четвертой степеней. Для резонансного сигнала форма вклада определялась с помощью Монте-Карло моделирования, а в качестве изменения рассматривается произведение этой формы на линейную функцию инвариантной массы.

Аналогично, для спектра масс $\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$, независимо от описанных в предыдущем параграфе изменений, варьируются параметры хвостов Crystal Ball функции, используемой в качестве модели нормировочного сигнала, и изменяются модели комбинаторного фона и вклада резонансного частично восстанавливаемого распада.

При изменении каждого упомянутого параметра моделей экспериментальные данные аппроксимировались заново, вычислялись отношения

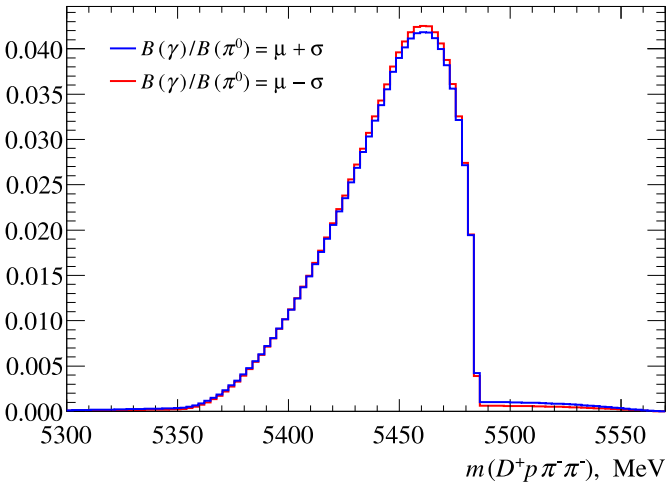

Рис. 7. Изменение модели резонансного сигнала при вариации коэффициентов суммирования вкладов $D^{*+} \to D^+\pi^0$ и $D^{*+} \to D^+\gamma$.

$R_{\text{raw}} = N_{D^+}/N_{\Lambda_c^+}$, $R^*_{\text{raw}} = N_{D^{*+}}/N_{D^+}$ и их отклонения от значений, полученных для оригинальной модели. Наибольшее по модулю отклонение записывалось в качестве систематической погрешности. Наибольшее изменение R_{raw} происходит при использовании полинома второй степени в качестве комбинаторного фона, $\Delta R_{\text{raw}}/R_{\text{raw}} = 1.0\%$, а R^*_{raw} – при изменении модели резонансного сигнала, $\Delta R^*_{\text{raw}}/R^*_{\text{raw}} = 5.1\%$.

Кроме того, для резонансного сигнала, как уже обсуждалось, необходимо пользоваться моделью в виде суммы вкладов с распадами $D^{*+} \to D^+\pi^0$ и $D^{*+} \to D^+\gamma$ по отдельности. Однако вероятности этих распадов известны с конечной точностью, поэтому коэффициенты при их вкладах не определены строго. При изменении отношения коэффициентов в пределах его погрешности меняется модель резонансного сигнала. Это изменение показано на рисунке 7. Величина погрешности определяется аналогично предыдущему пункту и равна $\Delta R^*/R^* = 0.7\%$.

Способ учета дублирующихся событий, обсуждавшийся в разделе 3.2, также влияет на результат. Для оценки соответствующей погрешности рассматривалось несколько других способов: среди событий с одинаковыми номерами периода сбора данных и номерами соударения протонов в первом способе выбиралось только первое событие, во втором – только последнее,

а в третьем – случайное. В каждом случае аппроксимировался полученный набор данных и рассчитывалось отклонение от величин, вычисленных в разделе 3.2, которое принималось принималось за систематическую погрешность. Для R она оказалась равна 0.5%, а для R^* – 1.0%

Как уже говорилось, при корректировке данных Монте-Карло моделирования были использованы переменные $y(\Lambda_b^0)$ и $p_T(\Lambda_b^0)$. Однако согласие между экспериментом и симуляцией в одних спектрах не гарантирует согласие в остальных. Для изучения влияния оставшихся различий были рассмотрены спектры инвариантных масс различных подсистем внутри конечных состояний $D^+p\pi^-\pi^-$ и $\Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$, включая $m(D^+p)$, $m(D^+\pi^-\pi^-)$, $m(\pi^-\pi^+\pi^-)$ и другие. Различия в формах спектров приводят к сдвигу полной эффективности и соответственно систематической ошибке. Она оказалось равной 0.99% для R и 0.98% для R^*.

Для оценки погрешности, вносимой используемыми в анализе критериями отбора, описанными в разделе 2, рассматриваются их изменения. В первом случае берутся уменьшенные границы по p_T: 0.42 ГэВ/c для пионов и каонов и 0.7 ГэВ/c для протонов; во втором – увеличенные границы по полному импульсу: 4.2 ГэВ/c для пионов и каонов и 12 ГэВ/c для протонов; в третьем – увеличенное ограничение на время распада Λ_b^0-бариона в его собственной системе отсчета $ct > 0.25$ мм. Все эти изменения увеличивают концентрацию событий, эффективность идентификации частиц для которых мала. В каждом из случаев абсолютные эффективности падают на 14% и более. При каждом наборе критериев определяются экспериментальные числа событий в сигналах и эффективности отбора. За систематическую погрешность $\Delta R/R$ берется модуль наибольшего отклонения $\frac{N_{D^+}}{N_{\Lambda_c^+}} / \frac{\varepsilon_{D^+}^{\text{cuts}}}{\varepsilon_{\Lambda_c^+}^{\text{cuts}}}$; он равен 1.9% и реализуется во втором случае. Аналогично, систематическая погрешность R^* составляет 2.8%, а наибольшее отклонение реализуется в третьем случае.

Эффективности идентификации частиц, трековой системы и триггера определяются на основе экспериментальных данных, однако соответствую-

щие распределения не аппроксимируются, а используются непосредственно значения чисел событий в ячейках гистограмм. В связи с этим, при самом их определении не находятся ошибки, как это происходит, например, с числами событий в сигналах. Для оценки их погрешностей используется тот же метод, что и в разделе 3.1. На основе экспериментальных спектров генерируются аналогичные эксперименту, но отличающиеся в пределах статистических погрешностей распределения, по ним находятся эффективности и определяются изменения их отношений. Стандартное отклонение, вычисленное по 400 генерациям, и берется за систематическую погрешность. Вклады эффективностей идентификации частиц, трековой системы и триггера в систематическую погрешность результата равны соответственно 0.7%, 0.2% и 0.9% для R и 0.5%, 0.01% и 0.5% для R^*.

Полная систематическая погрешность определяется как корень из суммы квадратов всех вкладов в нее и равна 2.68% для R и 6.07% для R^*.

Заключение

После вычисления всех чисел событий (таблица 6 и раздел 3.2), эффективностей (раздел 4) и систематических погрешностей (раздел 5) имеются все составляющие изучаемых величин R и R^*; они оказываются равны

$$\begin{aligned} R &= 0.0536 \pm 0.0019(\text{стат}) \pm 0.0014(\text{сист}), \\ R^* &= 0.6071 \pm 0.0417(\text{стат}) \pm 0.0368(\text{сист}). \end{aligned}$$

Единственный изученный распад прелестного бариона, при котором c-кварк и барионное число переходят разным адронам – $\Lambda_b^0 \to D^0 p\pi^-$ [8]. Его сечение было измерено равным

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^0 p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+)} = 0.0806 \pm 0.0023(\text{стат}) \pm 0.0035(\text{сист}).$$

Используя данные PDG [14], оценим отношение вероятностей двух каналов распада Λ_b^0 с D-мезоном в конечном состоянии

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^0 p\pi^-)} = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^0 p\pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+)}{\mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+)} \times \\ \times \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+)} \times \\ \times \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-)} \times \frac{\mathcal{B}(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)}{\mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+)} = \\ = 2.4 \pm 1.9, \end{aligned}$$

где ошибка обусловлена в основном погрешностями данных PDG. Увеличение вероятности может быть связано с мягкими процессами и спецификой адронизации, аналогично каналам $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi$, $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+ 3\pi$, для которых отношение приблизительно равно 1.5 в пользу многочастичного распада.

Кроме того, интересно сравнить вероятности основного и резонансного распадов, используя измеренное значение R^*. Снова обращаясь к данным PDG, получаем

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^{*+} p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-)} = 1.879 \pm 0.129(\text{стат}) \pm 0.114(\text{сист}) \pm 0.028(\text{PDG}).$$

Такое поведение может быть обусловлено тем, что у D^{*+}, также известного как $D^*(2010)^+$, спин равен единице, а у D^+ – нулю. По наивным представлениям, в случае полной факторизации, это отношение должно равняться трем, но адронные поправки существенно искажают картину и приводят к меньшему значению.

В итоге, в работе изучались распады $\Lambda_b^0 \to D^+ p\pi^-\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \to D^{*+} p\pi^-\pi^-$ в нормировке на канал $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Были получены экспериментальные спектры инвариантных масс, составлены их модели и проведена аппроксимация с учетом вносимых минимизирующим алгоритмом искажений и обусловленных физическими явлениями фоновых вкладов. Были оценены эффективности регистрации и отбора событий для изучаемых и используемых в работе распадов. Кроме того, были детально исследованы возникающие в анализе систематические погрешности. Полученным значениям отношений вероятностей каналов распада Λ_b^0-бариона была дана простейшая интерпретация и обоснование.

Список литературы

[1] R. Aaij *et al.* (The LHCb Collaboration), *Measurements of the branching fractions for* $B_{(s)} \to D_{(s)}\pi\pi\pi$ *and* $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi\pi\pi$, Phys. Rev. D **84**, 092001 (2011), arXiv:1109.6831.

[2] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of the branching fraction* $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ *at CDF*, Phys. Rev. D **85**, 032003 (2012), arXiv:1112.3334.

[3] R. Aaij *et al.* (LHCb), *Measurement of the differential branching fraction of the decay* $\Lambda_b^0 \to \Lambda\mu^+\mu^-$, Phys. Lett. B **725**, 25 (2013), arXiv:1306.2577.

[4] T. Aaltonen *et al.* (CDF), *Observation of the Baryonic Flavor-Changing Neutral Current Decay* $\Lambda_b \to \Lambda\mu^+\mu^-$, Phys. Rev. Lett. **107**, 201802 (2011), arXiv:1107.3753.

[5] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of* $\sigma_{\Lambda_b^0}/\sigma_{\overline{B}^0} \times \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\pi^-)/\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D^+\pi^-)$ *in* $p\overline{p}$ *Collisions at* $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, Phys. Rev. Lett. **98**, 122002 (2007), arXiv:hep-ex/0601003.

[6] R. Aaij *et al.* (LHCb), *Study of the kinematic dependences of* Λ_b^0 *production in pp collisions and a measurement of the* $\Lambda_b^0 \to \Lambda_c^+\ \pi^-$ *branching fraction*, JHEP **08**, 143 (2014), arXiv:1405.6842.

[7] R. Aaij *et al.* (LHCb), *Observation of* $J/\psi p$ *Resonances Consistent with Pentaquark States in* $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$ *Decays*, Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015), arXiv:1507.03414.

[8] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Studies of beauty baryon decays to* $D^0 ph^-$ *and* $\Lambda_c^+ h^-$ *final states*, Phys. Rev. D **89**, 032001 (2014), arXiv:1311.4823.

[9] A. A. Alves Jr. *et al.* (LHCb collaboration), *The LHCb detector at the LHC*, JINST **3**, S08005 (2008).

[10] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *LHCb detector performance*, Int. J. Mod. Phys. **A30**, 1530022 (2015), `arXiv:1412.6352`.

[11] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP **05**, 026 (2006), `arXiv:hep-ph/0603175`; T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *A brief introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008), `arXiv:0710.3820`; I. Belyaev *et al.*, *Handling of the generation of primary events in Gauss, the LHCb simulation framework*, J. Phys. Conf. Ser. **331**, 032047 (2011).

[12] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. **A462**, 152 (2001).

[13] J. Allison *et al.* (Geant4 collaboration), *Geant4 developments and applications*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006); S. Agostinelli *et al.* (Geant4 collaboration), *Geant4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506**, 250 (2003); M. Clemencic *et al.*, *The LHCb simulation application, Gauss: Design, evolution and experience*, J. Phys. Conf. Ser. **331**, 032023 (2011).

[14] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle physics*, Phys. Rev. **D98**, 030001 (2018).

[15] T. Skwarnicki, *A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances*, PhD thesis, Cracow, INP, 1986.

[16] R. Barlow, *Extended maximum likelihood*, Nucl. Instrum. Meth. A **297**, 496 (1990).

[17] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *sPlot: A statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. A **555**, 356–369 (2005), `arXiv:physics/0402083`.