

Изучение распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ в pp соударениях на Большом адронном коллайдере

А.К. Д. Гусейнов*

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 25.02.2020; подписана в печать 16.03.2020)

Рассматривается анализ экспериментальных данных pp соударений для выявления распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ с целью измерения их вероятностей в нормировке на уже известную для $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$. Описываются вклады в спектр инвариантных масс $D^+ p \pi^- \pi^-$ вблизи массы Λ_b^0 , для каждого из них предлагается модель формы сигнала. Для распадов с образованием дополнительных нейтральных частиц рассчитываются формы вкладов в спектр масс. Изучаются возникающие при использовании предложенных методов систематические ошибки.

PACS: 13.30.Eg, 14.20.Mg, 14.65.Fy

УДК: 539.12.13

Ключевые слова: b -адроны, b -физика, тяжелые барионы, распады тяжелых кварков, адронизация, pp соударения.

ВВЕДЕНИЕ

Λ_b^0 — самый легкий барион с b -кварком. Его структура (udb), а антисимметричный дикварк $[ud]$ имеет нулевой спин и нулевой изоспин, что дает бариону квантовые числа $J^P = \frac{1}{2}^+$. Одной из важнейших задач современной физики элементарных частиц является изучение процессов адронизации тяжелых кварков. При рассмотрении распадов тяжелых барионов самые точные характеристики адронизации извлекаются из процессов, в которых тяжелый кварк в конечном состоянии не связан с каким-либо начальным кварком. Или, что то же, когда барионное число переходит самому легкому разрешенному законами сохранения бариону. При распаде Λ_b^0 это протон.

В работе рассматриваются многочастичные распады $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, одна из возможных диаграмм Фейнмана для которых изображена на рис. 1. Основная цель — измерение вероятностей названных каналов распада Λ_b^0 . Для этого можно регистрировать D^+ в распаде $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, а D^{*+} — в распадах $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ и $D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$, вероятности которых составляют $30.7 \pm 0.5\%$ и $1.6 \pm 0.4\%$ соответственно [1]. Так как нейтральные частицы восстанавливать сложнее, будем считать, что они не восстанавливаются, то есть все распады изучаются по спектру инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$. Чтобы смягчить влияние различных неопределенностей из-

за геометрии детектора и эффективностей регистрации и восстановления частиц, изучаемые вероятности удобно измерять в нормировке на вероятность распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, которая уже известна [2, 3], а $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$. При таком выборе и изучаемые, и нормировочный распады будут иметь один и тот же набор частиц в конечном состоянии, из-за чего, конечно, несколько усложняется обработка, но существенно подавляются вклады эффективностей. Также, поскольку в начальном состоянии везде находится один и тот же Λ_b^0 , сечение его рождения в pp соударениях полностью сокращается.

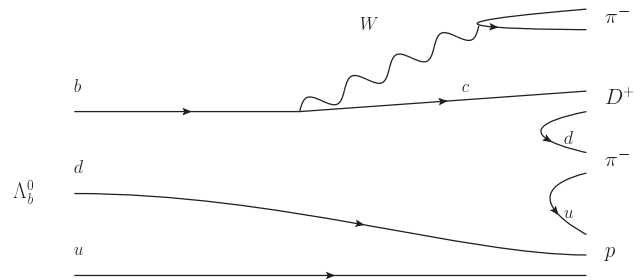


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана Рассматриваемых распадов

В итоге будут изучаться отношения

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

$$R^* = \frac{\sigma(\Lambda_b^0) \cdot \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} (\rightarrow D^+ (\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) (\pi^0, \gamma)) p \pi^- \pi^-)}{\sigma(\Lambda_b^0) \cdot \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ (\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) p \pi^- \pi^-)}$$

Распад $A_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ далее будет называться основным сигналом, а $A_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ — резонансным сигналом.

1. ИЗУЧАЕМЫЕ СИГНАЛЫ

Рассмотрим спектр инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$ в интересующем нас диапазоне, то есть вблизи $M(A_b^0) \sim 5620 \text{ МэВ}/c^2$ [1]. В нем будут присутствовать вклады распадов $A_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$, $A_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ ($D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 / \gamma$), $A_b^0 \rightarrow D^+ \pi^0 p \pi^- \pi^-$ и комбинаторный фон. Последний можно, например, аппроксимировать полиномом третьей степени.

Так как в основном сигнале все частицы заряженные и успешно восстанавливаются, его вклад в спектр масс будет достаточно узким, и мы можем выбрать готовую аппроксимирующую функцию. Поскольку хвосты отклика детектора не описываются функцией Гаусса, а также частицы в детекторе теряют энергию, что также не подчиняется распределению Гаусса, необходимо учесть несоответствие формы вклада основного сигнала с гауссианом. Это можно сделать, например, рассматривая функцию

$$S_1 = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma_m^2}\right), & -\alpha_L < \frac{m-m_0}{\sigma_m} < \alpha_R, \\ A_L \cdot \left(B_L - \frac{m-m_0}{\sigma_m}\right)^{-n_L}, & \frac{m-m_0}{\sigma_m} \leq -\alpha_L, \\ A_R \cdot \left(B_R + \frac{m-m_0}{\sigma_m}\right)^{-n_R}, & \frac{m-m_0}{\sigma_m} \geq \alpha_R, \end{cases}$$

в которой $m = m(D^+ p \pi^- \pi^-)$; 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_1 на единицу и непрерывности $S_1(m)$ и ее производной. Функция такого вида была впервые рассмотрена участником коллаборации Crystal Ball [4] и называется Crystal Ball функцией. Ее сравнение с традиционным распределением Гаусса от переменной $x = \frac{m-m_0}{\sigma_m}$ для некоторого иллюстративного набора параметров показано на рис. 2.

Для распадов с образованием дополнительных нейтральных частиц мы не располагаем какой-либо готовой аппроксимирующей функцией, поскольку нейтральные частицы не восстанавливаются, и вклады оказываются размазанными. В этом случае можно получить их формы из кинематических соображений, моделируя распады методом Монте-Карло. Результат моделирования приведен на рис. 3. Прежде чем проводить аппроксимацию экспериментальных спектров полученными вкладами, необходимо учесть отклик детектора, свернув идеальные распределения с функцией Гаусса с нулевым средним и конечной шириной. В итоге получаются функции S_{D^{*+}, π^0} , $S_{D^{*+}, \gamma}$, $S_{D^+ \pi^0} = S_{\text{Inr}}$.

Так как вклады S_{D^{*+}, π^0} и $S_{D^{*+}, \gamma}$ не равны нулю на существенно пересекающихся областях инвариант-

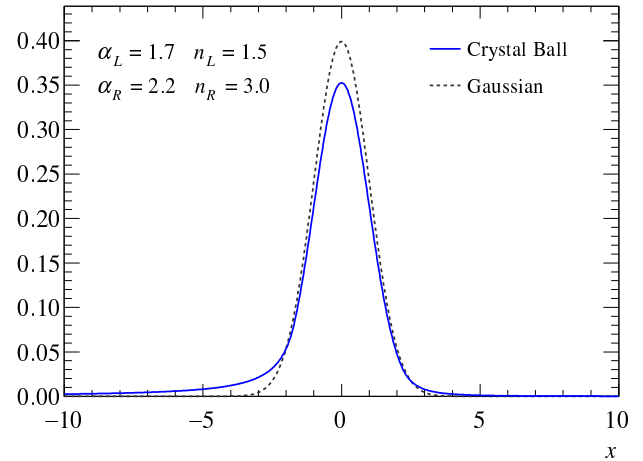


Рис. 2: Сравнение выбранной модели основного сигнала с функцией Гаусса

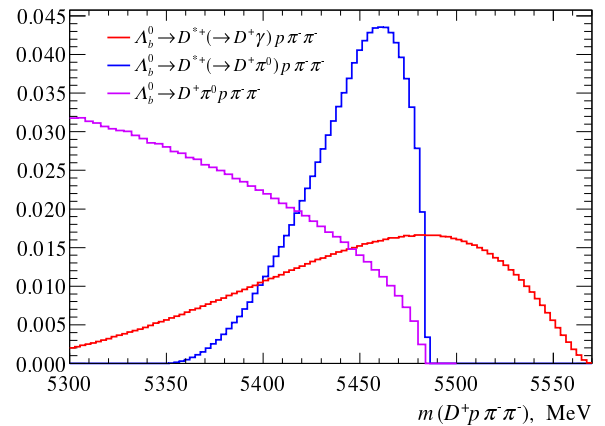


Рис. 3: Монте-Карло моделирование распределений инвариантной массы $D^+ p \pi^- \pi^-$ распадов с нейтральными частицами

ных масс и, кроме того, имеют схожую форму, аппроксимация экспериментальных данных этими функциями напрямую может привести к неточному результату. Чтобы от этого избавиться, следует использовать их сумму с некоторыми коэффициентами

$$S_{\text{Inr}} = \alpha S_{D^{*+}, \pi^0} + \beta S_{D^{*+}, \gamma},$$

$$\alpha/\beta = \mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0) / \mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma)$$

Полная функция распределения представляет собой сумму всех названных с некоторыми искомыми коэффициентами, выражающими числа событий в соответствующих вкладах. Для определения всех параметров можно минимизировать функцию

$$-\log L = - \sum_{k=1}^{N_{\text{obs}}} \log(N_1 S_1 + N_{1r} S_{1r} + N_{1nr} S_{1nr} + N_b \text{Bkg}) + (N_1 + N_{1r} + N_{1nr} + N_b) - N_{\text{obs}} \log(N_1 + N_{1r} + N_{1nr} + N_b),$$

где сумма проходит по всем экспериментальным точкам, а в функции S_i , Bkg подставляется значение $m = m_k$. Результаты такой аппроксимации будут соответствовать максимуму функции правдоподобия L .

Поскольку величины экспериментальных сигналов ожидаются сравнительно небольшими, при их аппроксимации некоторые параметры распределений рационально фиксировать на значениях, полученных из данных Монте-Карло моделирования. Так разумно поступить с характеристиками хвостов функции S_1 .

2. ОПОРНЫЙ СИГНАЛ

Спектр инвариантных масс $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ будет обладать схожей структурой, поскольку и в этом случае имеются аналогичные распады: $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$. Аппроксимирующая функция строится тем же методом, каким строилась функция для изучаемых сигналов.

Полная функция распределения представляет собой сумму всех названных с некими искомыми коэффици-

ентами, выражающими числа событий в соответствующих вкладах. Для определения всех параметров можно минимизировать функцию

$$-\log L = - \sum_{k=1}^{N_{\text{obs}}} \log(N_1 S_1 + N_{1r} S_{1r} + N_{1nr} S_{1nr} + N_b \text{Bkg}) + (N_1 + N_{1r} + N_{1nr} + N_b) - N_{\text{obs}} \log(N_1 + N_{1r} + N_{1nr} + N_b),$$

где сумма проходит по всем экспериментальным точкам, а в функции S_i , Bkg подставляется значение $m = m_k$. Результаты такой аппроксимации будут соответствовать максимуму функции правдоподобия L .

Поскольку величины экспериментальных сигналов ожидаются сравнительно небольшими, при их аппроксимации некоторые параметры распределений рационально фиксировать на значениях, полученных из данных Монте-Карло моделирования. Так разумно поступить с характеристиками хвостов функции S_1 .

3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Изучаемые отношения R и R^* содержат эффективности следующим образом:

$$R = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+(\rightarrow K^-\pi^+\pi^+)p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+(\rightarrow pK^-\pi^+)\pi^+\pi^-\pi^-)} = \frac{N_1/(A_1 \varepsilon_1^{\text{tot}})}{N_0/(A_0 \varepsilon_0^{\text{tot}})},$$

$$R^* = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+}(\rightarrow D^+(\rightarrow K^-\pi^+\pi^+)(\pi^0, \gamma))p\pi^-\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow D^+(\rightarrow K^-\pi^+\pi^+)p\pi^-\pi^-)} = \frac{N_{1r}/(A_{1r} \varepsilon_{1r}^{\text{tot}})}{N_1/(A_1 \varepsilon_1^{\text{tot}})},$$

где $\varepsilon_i^{\text{tot}}$ — полная эффективность регистрации и восстановления конечных частиц, A_i введено для учета геометрии детектора, N_i — экспериментальное число событий в сигнале, а i равняется 0 для опорного сигнала, 1 для основного сигнала и 1r для резонансного.

На эффективность регистрации и восстановления частиц будут влиять следующие факторы:

- ограничения на кинематические характеристики частиц (η, p_T, p), необходимые для уменьшения фона и выделения сигнала в спектре,
- эффективность распознавания частиц (K, π, p, \dots) в детекторе,
- эффективность восстановления их треков в детекторе,
- ограничения триггера.

Все эти вклады обычно вычисляются на основе Монте-Карло моделирования и специальных экспериментальных выборок.

4. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

Систематические ошибки появляются за счет неопределенностей модели сигналов и эффективностей. В частности, можно выделить следующие:

- неопределенность экспериментальных чисел событий во вкладах изучаемых распадов, вносимая выбором модели,
- неопределенность данных Монте-Карло моделирования за счет учета геометрии детектора на первом этапе моделирования идеальных собы-

тий с помощью генераторов RUTHIA 8 [5] и EvtGEN [6],

- неопределенность эффективностей регистрации и восстановления частиц за счет ошибок каждого из ранее перечисленных вкладов в нее.

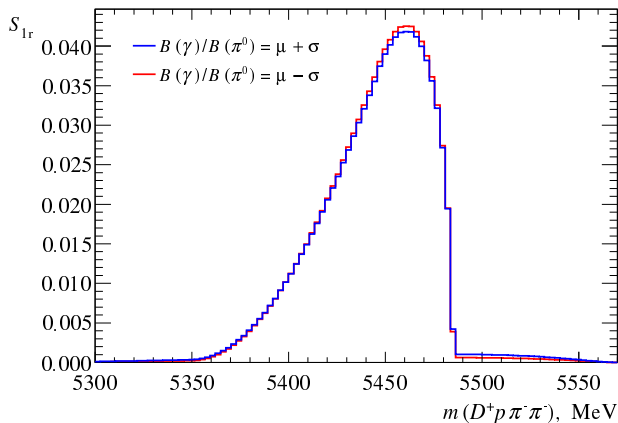


Рис. 4: Изменение модели резонансного сигнала при изменении коэффициентов, с которыми входят вклады с образованием и на стандартное отклонение

Неопределенность, вносимую моделью, можно оценить, варьируя различные параметры модели в разумных пределах. В модели основного сигнала можно изменять величины параметров $\alpha_{L,R}$, $n_{L,R}$ хвостов функции в границах погрешностей их значений, полученных при аппроксимации данных моделирования. Также можно выбрать модель фона в виде, например, произведения убывающей экспоненты и полинома первой

или второй степени. Кроме того, как уже обсуждалось, для аппроксимации экспериментальных данных необходимо пользоваться моделью резонансного вклада, представляющей собой сумму вкладов с рождением π^0 и γ по отдельности. Однако, поскольку вероятности каналов распада D^{*+} известны с погрешностью, коэффициенты α и β в уравнении (2) не являются абсолютно определенными. При их вариации будет меняться модель резонансного вклада, как показано на рис. 4. Как видно, это изменение довольно мало, поэтому связанная с ним систематическая ошибка ожидается небольшой.

Остальные систематические погрешности можно оценить, изменяя накладываемые на данные эксперимента или Монте-Карло моделирования ограничения по кинематическим характеристикам, телесному углу детектора и точности распознавания частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен анализ экспериментальных данных pp соударений для выявления распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+p\pi^-\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+}p\pi^-\pi^-$ с целью измерения их вероятностей в нормировке на уже известную для $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$. Описаны вклады в спектр инвариантных масс $D^+p\pi^-\pi^-$ вблизи массы Λ_b^0 , предложены разумные модели для каждого из них. Для распадов с образованием дополнительных нейтральных частиц из кинематических соображений получены формы вкладов в спектр масс. Изучены возникающие при использовании предложенных методов систематические ошибки.

- [1] Tanabashi M. et al. (Particle Data Group). *Phys. Rev.* 2018. **D 98**. 030001.
 [2] Aaij R. et al (LHCb collaboration). *Phys. Rev.* 2011. **D 84**. 092001.
 [3] Aaltonen T. et al. (CDF). *Phys. Rev.* 2012. **D 85**. 032003.

- [4] Skwarnicki T. *Ph.D. thesis*. Cracow. INP. 1986.
 [5] Belyaev I. et al. *J. Phys. Conf. Ser.* 2011. **331**. 032047.
 [6] Lange D. J. *Nucl. Instrum. Meth.* 2001. **A 462**. P. 152.

Measurement of the decays $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+p\pi^-\pi^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+}p\pi^-\pi^-$ in pp collisions at the Large Hadron Collider

A-K. D. Guseinov

Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics,
 Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
 E-mail: Kerim.Guseinov@cern.ch

Analysis of experimental data from pp collisions for observation of the decays $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+p\pi^-\pi^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+}p\pi^-\pi^-$ and measurement of their branching fractions normalized to the one of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi^-$ decay is discussed. Contributions to the invariant $D^+p\pi^-\pi^-$ mass spectrum near the Λ_b^0 mass are described. A signal model is suggested for each of them. Shapes

of contributions of the decays with extra neutral particles production are calculated. Systematic uncertainties associated with the suggested methods are studied.

PACS: 13.30.Eg, 14.20.Mr, 14.65.Fy

Keywords: *b*-hadrons, *b*-physics, heavy baryons, heavy quarks decays, hadronization, *pp* collisions.

Received 25 February 2020.

Сведения об авторе

Гусейнов Абдул-Керим Демирович — студент; тел.: (495) 939-55-45, email: Kerim.Guseinov@cern.ch.
