

Изучение многочастичных распадов Λ_b^0 на Большом адронном коллайдере

Гусейнов Абдул-Керим Демирович¹

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики

1 Введение

Изучение тяжелых барионов и их многочастичных распадов важно для проверки Стандартной модели и поисков новой физики, поскольку в многопетлевых диаграммах Фейнмана возрастает влияние возможных новых частиц. Λ_b^0 – самый легкий прелестный барион, его распады с переходом барионного числа протону интересны еще и для изучения адронизации кварков. При изучении распадов по спектру инвариантных масс важную роль играет модель соответствующих вкладов в спектр. В зависимости от нее, конечный результат может иметь разную систематическую погрешность, быть более или менее стабильным по отношению к статистическим погрешностям экспериментальных данных.

В работе рассматриваются многочастичные распады $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$, одна из диаграмм Фейнмана для которых изображена на рисунке 1. Основная цель – измерение вероятностей названных каналов распада Λ_b^0 . Для этого продукты распадов регистрируются в следующих модах: $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ или $D^+ \gamma$. Нейтральные частицы не восстанавливаются, оба распада Λ_b^0 изучаются по спектру инвариантных масс $D^+ p \pi^- \pi^-$. Для смягчения влияния различных неопределенностей из-за геометрии детектора и эффективностей регистрации частиц и получения более точного результата искомые вероятности распадов вычисляются в отношении к уже изученной вероятности канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ [1, 2]. Λ_c^+ регистрируется в моде $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$. При таком выборе и изучаемый, и нормировочный распады имеют один и тот же набор конечных частиц. Это несколько усложняет

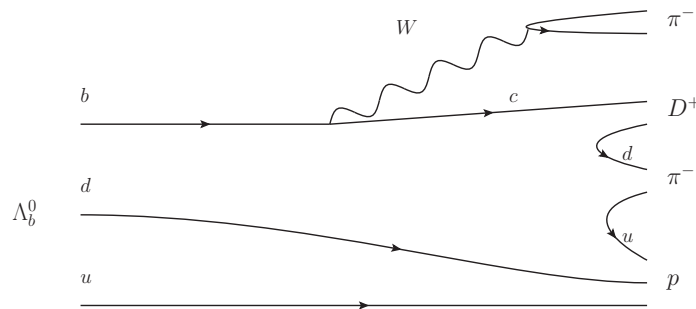


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана, дающая вклад в распад $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$.

¹Kerim.Guseinov@cern.ch

обработку и заставляет учитывать перекрестные вклады, но существенно подавляет систематические погрешности.

В итоге изучаются отношения

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

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

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

2 Модель

Рассмотрим спектр инвариантных масс $D^+ p \pi^- \pi^-$ в интересующем нас диапазоне, вблизи $M(\Lambda_b^0) \sim 5620 \text{ МэВ}/c^2$ [3]. В нем присутствуют вклады четырех распадов: $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$ ($D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0/\gamma$), $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ \pi^0 p \pi^- \pi^-$ и комбинаторный фон. Последний можно аппроксимировать, например, полиномом третьей степени.

Так как в основном сигнале все частицы заряженные и успешно восстанавливаются, его вклад в спектр масс достаточно узкий, и мы можем выбрать шаблонную 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 несовпадение формы вклада основного сигнала с гауссианом. Для этого была выбрана следующая функция:

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

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 непрерывности $S_{D^+}(m)$ 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 иллюстративного набора параметров показано на рисунке 2.

Для распадов с образованием дополнительных нейтральных частиц на форму вклада сильно влияет кинематика. В связи с этим, каждый распад моделируется методом Монте-Карло, и определяются вклады в спектр инвариантных масс $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$. Результаты моделирования представлены на рисунке 3. После это-

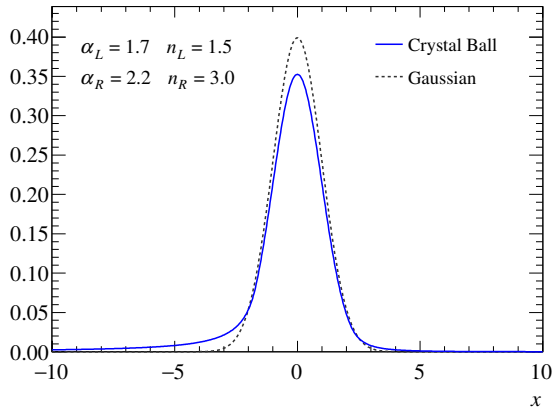


Рис. 2. Сравнение выбранной модели основного сигнала с функцией Гаусса.

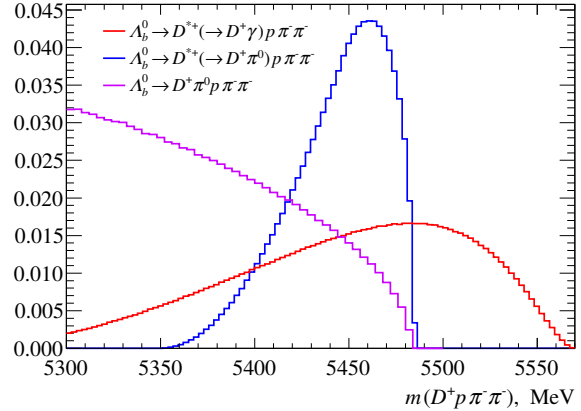


Рис. 3. Монте-Карло моделирование распределений инвариантной массы $D^+ p \pi^- \pi^-$ распадов с нейтральными частицами.

го нужно учесть отклик детектора, свернув полученные распределения с гауссианом с нулевым средним и конечной шириной. Кроме того, вероятности распадов $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ и $D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$ равны $30.7 \pm 0.5\%$ и $1.6 \pm 0.4\%$ соответственно [3], поэтому при попытках независимо определить величины их вкладов из экспериментального спектра будут возникать большие ошибки, аппроксимация не окажется устойчивой. Чтобы этого избежать, необходимо использовать сумму этих вкладов с коэффициентами, соответствующими названным вероятностям.

Полная функция распределения представляет собой сумму четырех перечисленных компонент с коэффициентами, выражающими числа событий в каждом канале. Для определения всех параметров модели ищется максимум функции правдоподобия. Поскольку величины экспериментальных сигналов сравнительно небольшие, при их аппроксимации параметры степенных хвостов функции S_{D^+} фиксируются на значениях, полученных из данных Монте-Карло моделирования.

Спектр инвариантных масс $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ имеет аналогичную структуру, создаваемую распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ ($\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$), $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$. Аппроксимирующая функция строится так же, как и для спектра $m(D^+ p \pi^- \pi^-)$.

3 Систематические погрешности модели

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 модели в соответствующих им пределах.

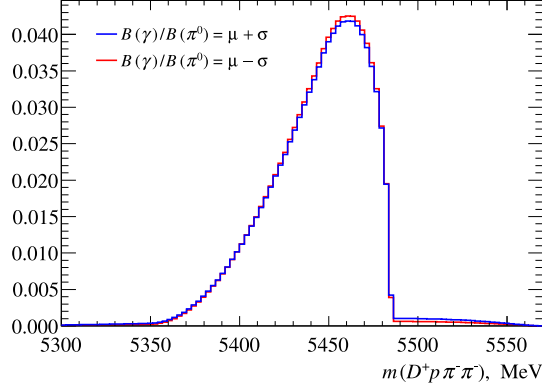


Рис. 4. Изменение модели резонансного сигнала при вариации коэффициентов суммирования вкладов $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ и $D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$.

Для вклада основного сигнала варьируются величины параметров хвостов Crystal Ball функции в пределах погрешностей, полученных при аппроксимации данных Монте-Карло. Для комбинаторного фона изменяется вид функции: рассматривается полином второй степени, произведение полинома и убывающей экспоненты. Для резонансного сигнала, как уже обсуждалось, необходимо пользоваться моделью, представляющей из себя сумму вкладов с распадами $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ и $D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$. Однако вероятности этих распадов известны с конечной точностью, поэтому коэффициенты при их вкладах не определены строго. При изменении отношения коэффициентов в пределах его погрешности будет меняться модель резонансного сигнала. Как видно из рисунка 4, это изменение мало, и связанная с ним систематическая погрешность невелика.

Так как модель нормировочного канала практически целиком повторяет модель изучаемого, вносимые ей систематические погрешности аналогичны.

4 Стабильность аппроксимации

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

Поскольку экспериментальные данные – случайные числа, а искомые 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 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, генери-

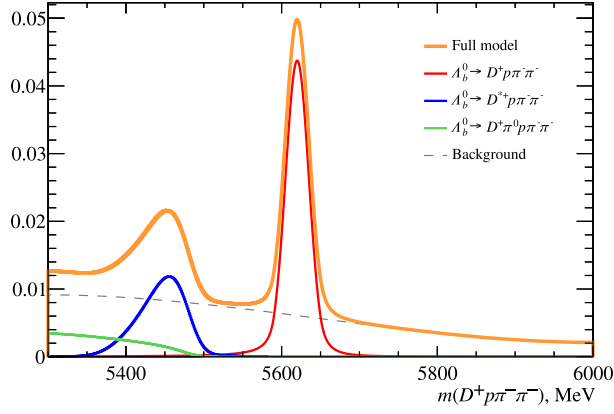


Рис. 5. Форма модели для составленного набора значений параметров.

руя значения случайной величины, распределенной согласно модели.

Для исследования свойств алгоритма минимизации в условиях, похожих на реальные, был составлен набор значений параметров модели, основанный на [1] и [3]. На основе этой модели генерировались спектры инвариантных масс $D^+ p \pi^- \pi^-$, а затем аппроксимировались ей же. Для каждого параметра p_i результат аппроксимации p_i^{fit} записывался в форме нормированного на найденную погрешность σ_i^{fit} отклонения от исходного значения p_i^{orig} , с которым генерировался спектр:

$$x_i = \frac{p_i^{\text{fit}} - p_i^{\text{orig}}}{\sigma_i^{\text{fit}}}.$$

Набиралось статистически значимое количество результатов аппроксимации, а затем изучались полученные распределения x_i . В идеальном случае, когда алгоритм правильно находит и центральные значения, и погрешности, эти распределения должны представлять собой гауссианы с нулевым средним μ_i и единичной дисперсией σ_i^2 . Если же среднее или дисперсия отличаются от идеальных значений, определяемый алгоритмом результат необходимо поправлять: сместить центральное значение и изменить ошибку. Если изначальный результат для параметра p_i был p_i^{init} и σ_i^{init} , то

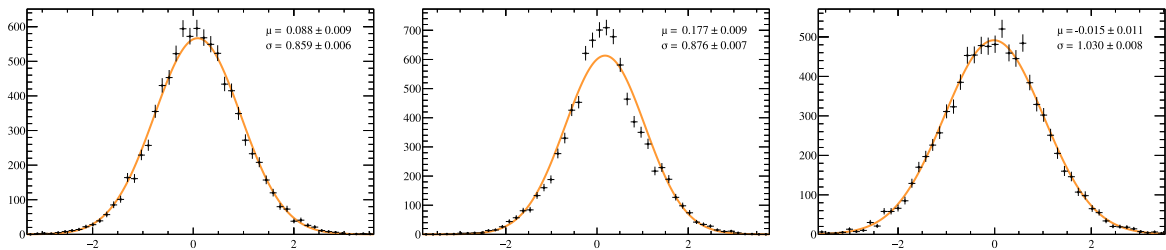


Рис. 6. Полученные при изучении свойств алгоритма минимизации распределения числа событий в сигнальном канале (слева), в резонансном канале (в центре) и массы (справа).

откорректированный результат определяется по формулам

$$p_i^{\text{corr}} = p_i^{\text{init}} + \mu_i \sigma_i \sigma_i^{\text{init}}, \quad \sigma_i^{\text{corr}} = \sigma_i \sigma_i^{\text{init}}.$$

Для составленной модели были изучены свойства стандартного алгоритма минимизации Minuit2 программного пакета ROOT. Распределения чисел событий в разных каналах, как наиболее важных результатов, а также массы Λ_b^0 , как наиболее точного результата, показаны на рисунке 6.

5 Заключение

Рассмотрены вклады в спектр инвариантных масс $D^+p\pi^-\pi^-$ вблизи массы Λ_b^0 -бариона, для каждого из них построена модель. Изучены свойства выбранных моделей и эффективность их использования с алгоритмом минимизации Minuit2. Установлено, что результаты аппроксимации этой моделью устойчивы, и модель не вносит большой систематической погрешности, а также, что поведение модели при использовании Minuit2 не идеально, но в достаточной мере точно и предсказуемо.

Список литературы

- [1] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Measurements of the branching fractions for $B_{(s)} \rightarrow D_{(s)}\pi\pi\pi$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi\pi\pi$* , *Phys. Rev.* **D84**, 092001 (2011), Erratum *ibid.* **D85** (2012) 039904, [arXiv:1109.6831](#).
- [2] T. Aaltonen *et al.* (CDF), *Measurement of the branching fraction $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ at CDF*, *Phys. Rev.* **D85**, 032003 (2012), [arXiv:1112.3334](#).
- [3] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle physics*, *Phys. Rev.* **D98**, 030001 (2018).
- [4] T. Skwarnicki, *A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances*, PhD thesis, Cracow, INP, 1986.