

ПОИСК ЭКЗОТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ $X(5568)$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS

С. М. Поликарпов, Р. Н. Чистов

Работа описывает поиск экзотических частиц, распадающихся на $B_s^0\pi^\pm$, проведённый в эксперименте CMS авторами этой статьи.

Ключевые слова: спектроскопия тяжёлых адронов, ЛНС.

Введение. Поиск и исследование новых прелестных адронов, их возбуждённых состояний, измерение их свойств (масс, ширин, мод распадов и квантовых чисел) предоставляет новые данные для проверки кварковой модели и применимости теоретических подходов, используемых для описания различных аспектов физики тяжёлых кварков. Открытие и изучение экзотических состояний важно для разработки теоретических моделей, описывающих взаимодействия кварков.

В последнее время экспериментами БАК открыто множество новых состояний адронов, включая возбуждённые состояния $\Xi_b^{\pm,0}$ -, Λ_b^0 -, Ω_c^0 - и Σ_b^\pm -барионов, B^0 -, B^{+-} - и B_c^\pm -мезонов, состояния боттомония $\chi_{b1}(3P)$ и $\chi_{b2}(3P)$ и дважды очарованный барион Ξ_{cc}^{++} . Помимо этого, также появились указания на существование многих частиц, не вписывающихся в классическую кварковую модель адронов, предполагающую существование только мезонов (состояний из кварка и антикварка) и барионов (состояний из трёх кварков). Одним из них является открытая в 2016 г. коллаборацией D0 частица $X(5568)$ – кандидат в экзотическое тетракварковое состояние, распадающееся на $B_s^0\pi^\pm$. Коллаборация LHCb не подтвердила его существование, а среди теоретических работ есть как объясняющие это состояние, так и подвергающие сомнению его существование.

Данная работа описывает поиск экзотических частиц, распадающихся на $B_s^0\pi^\pm$, проведённое в эксперименте CMS авторами этой статьи.

В начале 2016 г. коллаборация D0 заявила [2] об обнаружении нового состояния в системе $B_s^0\pi^\pm$, названного $X(5568)$, с измеренной массой и естественной шириной, соответственно, $M_X = 5567.8 \pm 2.9(\text{стат.})_{-1.9}^{+0.9}(\text{сист.})$ МэВ и $\Gamma_X = 21.9 \pm 6.4(\text{стат.})_{-2.5}^{+5.0}(\text{сист.})$ МэВ. Продукты её распада состоят из 4 разных кварков (b, s, u, d),

что может быть объяснено молекулярной гипотезой (тесно связанные B^0 - и K^\pm -мезоны), либо гипотезой о связанном состоянии четырёх кварков (тетракварк). Измеренная масса $X(5568)$ на 200 МэВ ниже порога B^0K^\pm , поэтому молекулярная гипотеза маловероятна. Коллаборация D0 также измерила ρ_X – отношение сечений рождения $X(5568)$ и B_s^0 , умноженное на неизвестную вероятность распада $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, в двух кинематических диапазонах [2]: $8.6 \pm 2.4\%$ ($8.2 \pm 3.1\%$) для $p_T(B_s^0) > 10 (> 15)$ ГэВ. Это отношение является долей B_s^0 -мезонов, рождающихся из распада $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, по отношению ко всем рождающимся в столкновениях B_s^0 -мезонам. Полученное коллаборацией D0 значение этой доли, около 10%, – неожиданно высокое. $X(5568)$ представляет собой первый тетракварковый кандидат, в состав которого входят 4 разных кварка. Коллаборация LHCb на БАК первой не подтвердила результат D0, установив верхний предел на ρ_X [3]: $\rho_X^{LHCb} < 2.4\%$ на 95% уровне достоверности для $p_T(B_s^0) > 10$ ГэВ и $\rho_X^{LHCb} < 2.0\%$ @ 95% CL для $p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ. Эти пределы находятся в противоречии с измерениями D0, хотя и сделаны в других условиях. Затем коллаборация CMS представила свой результат поиска $X(5568)$ [4]: эта работа была выполнена авторами этой статьи. Верхний предел на отношение ρ_X (долю B_s^0 , рождающихся из $X(5568)$), вычисляется с использованием формулы

$$\rho_X \equiv \frac{\sigma(pp \rightarrow X(5568) + \dots) \times \mathcal{B}(X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm)}{\sigma(pp \rightarrow B_s^0 + \dots)} = \frac{N_{X(5568)}}{N_{B_s^0} \times \epsilon_{\text{rel}}}, \quad (1)$$

где $N_{X(5568)}$ ($N_{B_s^0}$) – количество сигнальных событий $X(5568)$ (B_s^0), реконструированных в данных, а $\epsilon_{\text{rel}} = \epsilon_{X(5568)}/\epsilon_{B_s^0}$ – относительная эффективность.

Отбор событий. Восстановление кандидатов начинается с поиска двух мюонов противоположного заряда, образующих J/ψ -кандидат, совпадающих с теми, что вызвали срабатывание триггера. Затем димюонный кандидат комбинируется с двумя треками с инвариантной массой $M(K^+K^-)$ в области ϕ -мезона, образуя $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -кандидат. Требуется, чтобы его вершина была удалена от первичной вершины, а импульс был сонаправлен направлению из первичной вершины в восстановленную вершину B_s^0 . С использованием аппроксимации распределения инвариантной массы, показанной на рис. 1, вычисляется эффективное разрешение по массе B_s^0 , и определяются сигнальный и контрольные диапазоны массы B_s^0 .

В работе использованы два набора данных моделирования: сигнальный (для сигнального процесса $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, где $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$) и нормировочный (инклюзивный $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$). С использованием первого из них вычисляется разрешение по инвариантной массе $B_s^0\pi^\pm$.

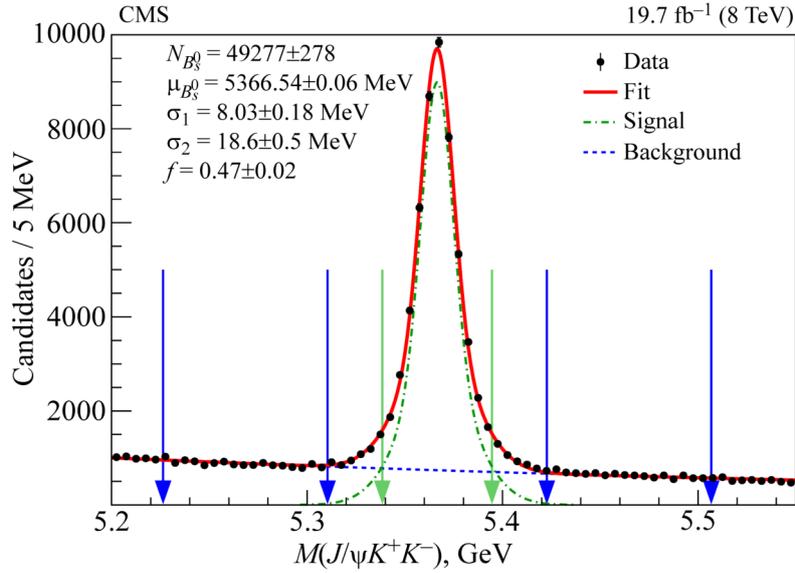


Рис. 1: Распределение инвариантной массы $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ кандидатов с результатами аппроксимации. Чёрные точки показывают количество событий в интервале шириной 5 МэВ, толстая сплошная линия иллюстрирует полную аппроксимирующую функцию. Внешние чёрные вертикальные стрелки определяют контрольные интервалы фона вне области массы B_s^0 , а внутренние серые – сигнальную область.

Исследование инвариантной массы $B_s^0 \pi^\pm$. Далее исследуется распределение инвариантной массы отобранных кандидатов $B_s^0 \pi^\pm$. В частности, распределение из сигнальной области B_s^0 сравнивается с распределением из контрольной области B_s^0 , значимого отличия между ними не обнаружено, и ни на одном из них не видно пика на массе, где коллаборацией D0 заявлено существование частицы $X(5568)$. Для проверки процедуры реконструкции критерии отбора изменяются так, что в сигнальный диапазон и в правый контрольный диапазон массы B_s^0 даёт значимый вклад распад $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$. При этом в распределении массы $B_s^0 \pi^\pm$ из этих же двух диапазонов массы B_s^0 ясно видны вклады от распадов возбуждённых B^+ -мезонов на $B^{(*)0} \pi^\pm$, которые имеют такую же топологию, что и искомый сигнальный распад $X(5568) \rightarrow B_s^0 \pi^\pm$. Затем, для получения численных ограничений на $X(5568)$ и вычисления верхнего предела, производится аппроксимация распределения массы $B_s^0 \pi^\pm$ из сигнальной области B_s^0 суммой гладкой функции для описания фона и сигнальной функции. Результат показан на рис. 2 для двух кинематических диапазонов. Полученное количество сигнальных событий $X(5568)$ согласуется с нулём.

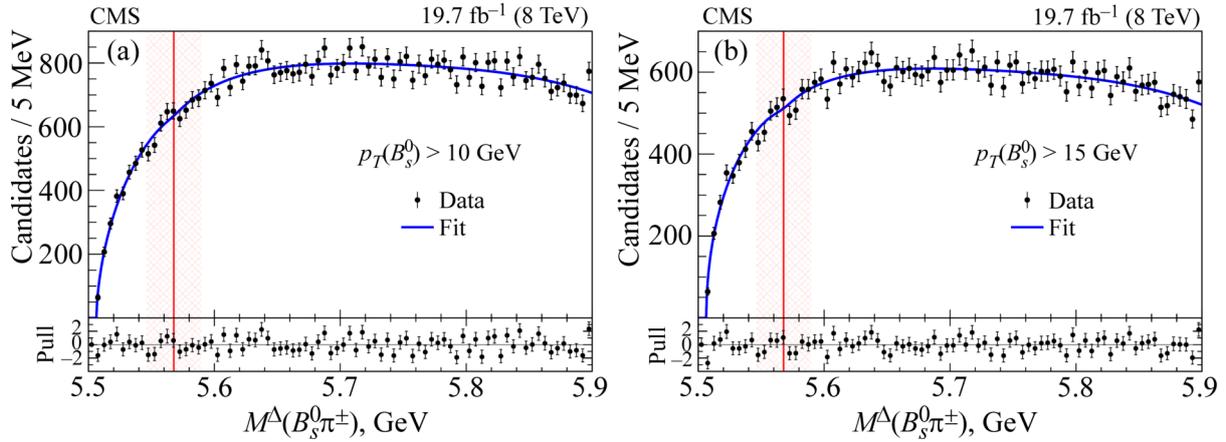


Рис. 2: Распределение по инвариантной массе $B_s^0\pi^\pm$ событий в сигнальном диапазоне B_s^0 с наложенными результатами аппроксимации. Нижние графики показывают распределения “тяги”, т.е. разности данных и функции аппроксимации, делённой на ошибку данных. Вертикальные области показывают диапазон $M_X \pm \Gamma_X$ вокруг массы $X(5568)$. (a) $p_T(B_s^0) > 10$ ГэВ; (b) $p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ.

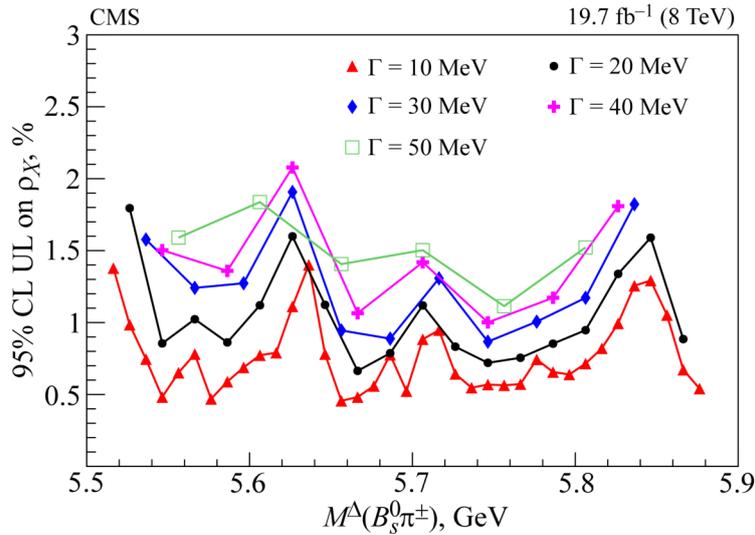


Рис. 3: Верхний предел на 95% уровне достоверности на ρ_X в зависимости от массы и естественной ширины экзотического состояния, распадающегося на $B_s^0\pi^\pm$ [4].

Верхний предел на долю B_s^0 -мезонов, рождающихся из распада $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, составляет [4] $\rho_X < 1.1\%$ (1.0%) на уровне достоверности 95% для кинематического диапазона $p_T(B_s^0) > 10$ (> 15) ГэВ, где уже учтены систематические погрешности, связанные

с погрешностью эффективности реконструкции и выбором функции описания фона. Этот результат противоречит результатам коллаборации D0. Причём, предел получен в кинематических условиях (p_E, η) , близких к условиям эксперимента D0, в отличие от эксперимента LHCb.

В дополнение, получен верхний предел на ρ_X в зависимости от массы и естественной ширины экзотического состояния X^\pm , распадающегося на $B_s^0\pi^\pm$, показанный на рис. 3. Для того чтобы его получить, были измерены зависимости эффективности и разрешения по массе от значения массы $B_s^0\pi^\pm$.

Заключение. Эксперименты БАК получают большое количество новых результатов по спектроскопии тяжёлых адронов. В этой статье обсуждается лишь одно исследование на БАК частиц, содержащих тяжёлые кварки: поиск тетракваркового кандидата $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$. Значимого сигнала не обнаружено, а установленный верхний предел на сечение рождения является наиболее строгим на данный момент. В ближайшие годы ожидается большое количество новых результатов по спектроскопии тяжёлых адронов, так как набранная экспериментами интегральная светимость многократно увеличилась, позволяя искать намного более редко рождающиеся частицы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] C. Patrignani et al., Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
- [2] V. Abazov et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 022003 (2016).
- [3] R. Aaij et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 152003 (2016).
- [4] A. Sirunyan et al., Phys. Rev. Lett. **120**, 202005 (2018).

Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.

После доработки 11 апреля 2019 г.

Принята к публикации 15 апреля 2019 г.

Печатается по материалам VII межинститутской молодёжной конференции “Физика элементарных частиц и космология 2018”, Москва, ФИАН, 2018.