

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.126.4

ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+$ В CMSМ. А. Сергеев^{1,2}, С. М. Поликарпов^{1,2}

Работа посвящена обнаружению нового распада прелестного бариона на данных экспериментальной установки CMS, набранных в 2016, 2017 и 2018 годах и полученных при столкновениях протонов с энергией в системе центра масс 13 ТэВ. Новый распад интересен тем, что продукты трёхчастичного распада содержат чармониевый резонанс и дважды странный каскадный гиперон, что открывает возможность поиска экзотических пентакварковых состояний нового типа. В работе также измерено отношение вероятностей нового распада к нормировочному.

Ключевые слова: CMS, физика тяжёлых адронов, экзотические адроны, спектроскопия адронов.

Введение. Многочастичные распады прелестных адронов представляют собой чувствительный аппарат для поиска промежуточных резонансов в продуктах распада. В случае, если продукты распада включают чармониевый резонанс, такие промежуточные состояния могут включать частицы, которые часто являются проявлением экзотического кваркового состава. Важный поворотный момент в экзотической барионной спектроскопии был достигнут на Большом адронном Коллайдере в 2015 году, когда на основе анализа данных Run 1 коллаборация LHCb сообщила о наблюдении значительных $J/\psi p$ (рис. 1 слева) пентакварковых структур в распаде прелестного адрона $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ [1]. Модельно-зависимый шестимерный амплитудный анализ инвариантных масс и углов распада, описывающих распад Λ_b^0 , выявил две структуры.

После этого на большем наборе данных в 2019 году, используя данные Run II, было подтверждено, что обнаруженные в системе $J/\psi p$ (рис. 1 справа) структуры – это

¹ НИЯУ «МИФИ», 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31; e-mail: maksim.sergeev@cern.ch.

² ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

разные пентакварковые состояния [2]. Также одна из этих структур – это два пентакварковых состояния с близкими по массе значениями и разными спин-четностями J^P . К счастью, вновь наблюдаемые пики настолько узкие, что не было необходимости строить амплитудную модель, чтобы доказать, что эти состояния не являются интерференцией доминирующих структур – Λ^* , интерференционная картина которых шире.

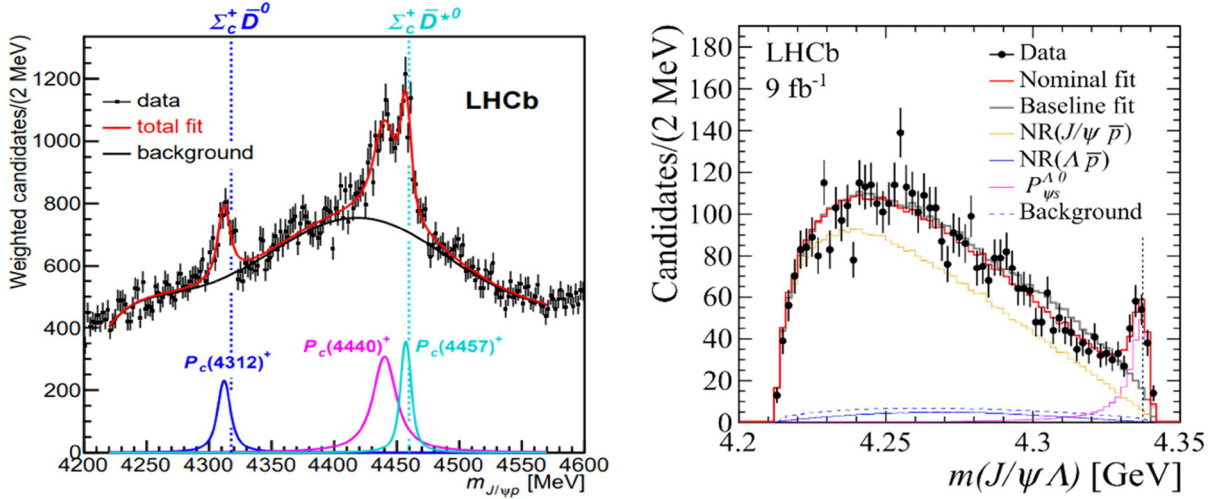


Рис. 1: Распределение по промежуточной инвариантной массе $J/\psi p$ [1] (слева); распределение по промежуточной инвариантной массе $J/\psi \Lambda$ [2] (справа).

Следующим этапом стало изучение распада $B^- \rightarrow J/\psi \Lambda \bar{p}$ [3]. Обнаруженная с высокой статистической значимостью новая резонансная структура в системе $J/\psi \Lambda$, стала первым пентакварковым кандидатом $P_{cs}(4338)^0$ со странным кварком в составе. Интересно отметить, что пентакварки из $J/\psi \Lambda$ системы, как правило, уже, чем состояния $J/\psi p$ (7–17 МэВ вместо 10–200 МэВ). Еще более узкие состояния можно ожидать для дважды странных пентакварков со скрытым очарованием – P_{css} . Такие состояния могут распадаться, например, на $J/\psi \Xi^-$.

Реконструкция и отбор событий. Работа выполнена с использованием данных, набранных в эксперименте CMS на БАК. Ключевыми элементами для данного исследования являются трековая и мюонная системы CMS, а также мощный сверхпроводящий магнит, позволяющие точно измерять треки заряженных частиц. Восстановление кандидатов начинается с поиска двух мюонов противоположного заряда, которые инициировали срабатывание высокоуровневого триггера, и инвариантная масса двух мюонов лежит в диапазоне от 2.95 до 3.25 ГэВ. Проводится фит их треков в общую вершину и во время фитирования вершины наложено ограничение на известное значение мас-

сы J/ψ , т.е. инвариантной массе системы двух мюонов присваивается фиксированное значение массы J/ψ мезона, указанного в данных PDG [4].

Λ -гипероны восстанавливаются по распадам на протон и пион, фитируется общая вершина их треков, и накладывается ограничение на известную массу Λ . Далее подбирается пионный трек соответствующего заряда с требованием на отлет от вершины рождения Ξ^- кандидата, фитируется в общую вершину с виртуальным треком Λ . В полученном вершинном фите $\Lambda\pi^-$ системы наложено ограничение на известное значение массы Ξ^- .

Следующий шаг в восстановлении кандидатов сигнального канала – это подбор канонного трека соответствующего заряда. С помощью процедуры фитирования отобранных частиц $\mu\mu\Xi^-K^+$ в общую вершину получаются Λ_b^0 кандидаты.

Для оптимизации была использована *функция добротности (FOM) Панзи* [5], в качестве оптимизируемой величины использовалось следующее выражение:

$$f = S/(463/13 + 4\sqrt{B} + 5\sqrt{25 + 8\sqrt{B} + 4B}),$$

где S – это число сигнальных событий, извлекаемое из математического моделирования. B – это ожидаемое число фоновых событий, полученное путем аппроксимации фоновой функции в области ± 2 массового разрешения вокруг известной массы Λ_b^0 . Данная FOM-функция не зависит от нормировки сигнала.

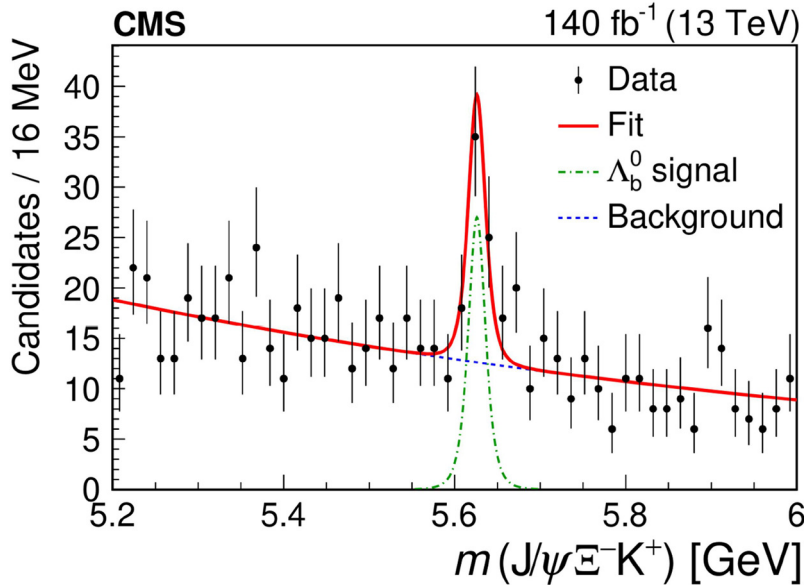


Рис. 2: Распределение инвариантной массы $J/\psi\Xi^-K^+$ [6].

Наблюдаемое распределение инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов с конечным состоянием $J/\psi \Xi^- K^+$ показано на рис. 2. Узкий пик на массе Λ_b^0 виден поверх гладкого фона. Сигнал Λ_b^0 моделируется с помощью функции Стюдент-Т с плавающим средним значением и σ , но фиксированным параметром n к значению, полученному из моделирования, из-за ограниченной статистики. Фон моделируется экспоненциальной функцией. Значимость, полученная из основной модели фита (функция Стюдент-Т для сигнальной компоненты и экспоненциальная функция для фоновой), составляет 5.7σ , это позволяет заявить о первом обнаружении канала распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+$.

Распределения промежуточной инвариантной массы. Экзотические адронные состояния могут быть обнаружены в распределении промежуточной инвариантной массы, в случае изучаемого распада такими распределениями являются комбинации $\Xi^- K^+$, $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi K^+$. Для вычитания фона используется метод sPlot [7], позволяющий отделить сигнальную компоненту от фоновой, после чего получившиеся распределения сравниваются с математическим моделированием, как показано на рис. 3. Сравнение показывает хорошее согласие между экспериментальными данными и математическим моделированием как в широком (160 МэВ), так и в более узком (80 МэВ) биннинге.

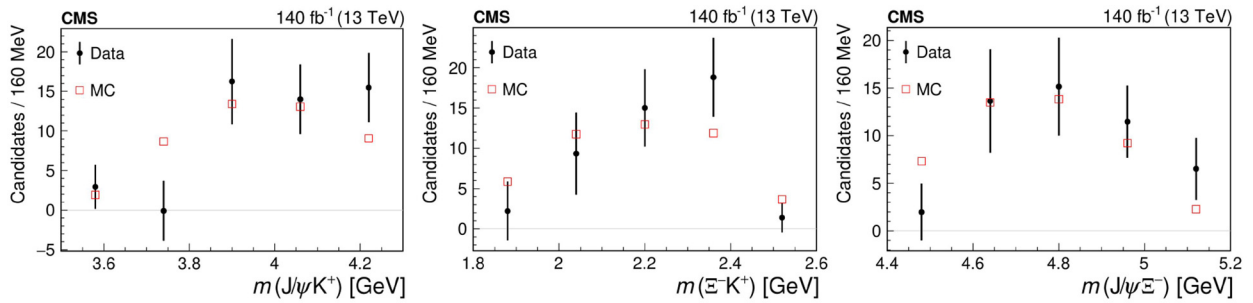


Рис. 3: Распределения промежуточной инвариантной массы распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+$; красные точки соответствуют математическому моделированию, черные – данным с вычтенным фоном [6].

На основе полученных распределений, в частности $J/\psi \Xi^-$ системы, невозможно заявить о подтверждении или опровержении гипотезы существования дважды странного пентакварка со скрытым очарованием. Принимая во внимание небольшое количество сигнальных событий, и тот факт, что относительная вероятность распада более легких кандидатов в пентакварки составляет около, а иногда и меньше 1% от общего числа распавшихся прелестных частиц, то полученный результат ожидаем.

Измерение отношения вероятностей распада. В данной работе сообщается о поиске распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+$, где распады $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ и $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ используются для восстановления промежуточных продуктов распада. Измерение нормированной вероятности распада также является одной из задач. Для этого используется следующая формула

$$\mathcal{R} \equiv \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) \Lambda)} = \frac{N(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+)}{N(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) \Lambda)} \frac{\epsilon_{\psi(2S) \Lambda}}{\epsilon_{J/\psi \Xi^- K^+}} \times \frac{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-)}, \quad (1)$$

где N и ϵ обозначают количество сигнальных событий, измеренных в данных, и общую эффективность, соответственно. Был выбран нормировочный канал $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) \Lambda$ с последующими распадами $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ благодаря его топологии распада и кинематике, сходной с сигнальным каналом, сокращаются многие систематические неопределенности. Вероятности промежуточных распадов $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ и $\mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p \pi^-)$ сокращаются в отношении. Для измерения \mathcal{R} используются более строгие требования, чтобы уйти от потенциально плохо моделируемых областей фазового пространства. При соблюдении этих требований число сигнальных событий составляет 23 ± 7 и 1179 ± 47 для сигнального и нормировочных каналов, соответственно.

Полная эффективность ϵ является долей сгенерированных распадов, которые полностью реконструированы в моделировании и проходят все критерии отбора, включая триггерные ограничения. Отношение эффективностей двух каналов, используемое для измерения \mathcal{R} , составляет $\epsilon_{\psi(2S) \Lambda} / \epsilon_{J/\psi \Xi^- K^+} = 5.06 \pm 0.29$.

Систематические погрешности. Многие систематические неопределенности, связанные с восстановлением и идентификацией мюонов, а также с эффективностью триггера, сокращаются в измеряемом отношении. Поскольку сигнальный и нормировочный каналы имеют одинаковое количество треков в конечном состоянии и схожую (но не идентичную) топологию, неопределенности, связанные с восстановлением треков, также сокращаются в измеряемом отношении \mathcal{R} .

Хотя сигнальный и нормировочный канал имеют одинаковое число частиц в конечном состоянии, различия в спектрах поперечных импульсов каона и пиона учитываются дополнительной погрешностью в 2.3%. Также обнаружено расхождение в распределении поперечных импульсов Λ_b^0 между экспериментальными и смоделированными данными. Погрешность при этом составила 4.7%, оцененная путем перенормировки моделирования и вычислением отклонения отношения полных эффективностей от значения, принятого за основное. Для проверки надежности измерений использовались различ-

ные модели сигнала (двойной гаусс, функции Джонсона и др.) и фона (многочлены второго порядка и пороговые функции). Оценки отклонений от базового значения дали дополнительную неопределённость в 3.9% для сигнала и 6.7% для фона. Возможный вклад других каналов распада Λ_b^0 , протекающих через нерезонансные состояния чармония, оценён на уровне 2.5%. Погрешность, связанная с ограниченным размером выборки моделирования, составила 5.6%. Доминирующая систематическая ошибка связана с критериями отбора, которые мягче, чем триггерные. Из-за того, что в математическом моделировании подпороговые области фазового пространства описываются с недостаточной точностью, для измерения \mathcal{R} критерии поднимаются до требования триггеров. Для определения систематики такие критерии отбора поднимаются до тех пор, пока эффективность не упадет на 10% и 20%. А значение систематической ошибки вычисляется по отклонению d значения \mathcal{R} с учетом неопределённости δd , включающую в себя корреляции между двумя значениями, возникающие из-за того, что используется один и тот же набор данных для вычисления обоих значений. Наибольшее отклонение $\sqrt{d^2 - (\delta d)^2}$ составило 14.3%.

Полная систематическая неопределенность, которая вычисленная суммированием в квадратурах отдельных систематик из разных источников, составляет 18.2%.

Заключение. Распад $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+$ наблюдается со значимостью, превышающей 5 стандартных отклонений, с использованием данных протон-протон столкновений 13 ТэВ, собранных экспериментом CMS, соответствующего интегральной светимости около 140 fb^{-1} . Отношение вероятностей распада сигнального канала к нормировочному каналу, в соответствии с формулой (1), составляет [6]

$$\mathcal{R} \equiv \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^- K^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\Lambda)} = [3.38 \pm 1.02 \pm 0.61 \pm 0.03]\%.$$

Это первый обнаруженный многочастичный распад, содержащий систему $J/\psi \Xi^-$, которая открывает возможность поиска дважды странных пентакварков со скрытым очарованием, когда будут получены дополнительные данные. Полученные результаты важны для понимания процессов сильного взаимодействия в распадах прелестных барионов и возможного формирования экзотических состояний.

Авторы выражают благодарность организаторам школы MISP 2024. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект “Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной” № FSWU-2023-0073.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] LHCb Collaboration (A. Aaij et al.), Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.072001.
- [2] LHCb Collaboration (A. Aaij et al.), Phys. Rev. Lett. **122**, 222001 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.222001.
- [3] LHCb Collaboration (R. Aaij et al.), Phys. Rev. Lett. **131**, 031901 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.031901.
- [4] Particle Data Group (R. L. Workman et al.), PTEP **2022**, 083C01 (2022). DOI: 10.1093/ptep/ptac097.
- [5] G. Punzi, Sensitivity of searches for new signals and its optimization, eConf C030908, MODT002 (2003), arXiv: physics/0308063.
- [6] CMS Collaboration (A. Hayrapetyan et al.), Eur. Phys. J. C **84**, 10 (2024). DOI: 10.1140/epjc/s10052-024-12342-1.
- [7] M. Pivk, F. R. Le Diberder, Nucl. Instrum. Meth. A **555**, 356 (2005); arXiv: physics/0402083.

Поступила в редакцию 19 ноября 2024 г.

После доработки 9 сентября 2025 г.

Принята к публикации 9 сентября 2025 г.