

## О Б З О Р Ы

### ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

#### Поиск новых распадов прелестных барионов в эксперименте LHCb

И. М. Беляев,<sup>1</sup> В. Ю. Егорычев,<sup>1</sup> В. И. Матюнин,<sup>1,а</sup> Д. В. Саврина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт теоретической и экспериментальной физики имени А. И. Алиханова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт». Россия, 117218, Москва, Большая Черемушкинская, д. 25.*

<sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 20.11.2018, после доработки 26.11.2018, принята к публикации 27.11.2018.

В работе представлены результаты поисков новых распадов прелестных барионов в эксперименте LHCb. В частности, открыты новые распады  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p\bar{p}\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^- \pi^+ \pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^- K^+ K^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^- \pi^+ \pi^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^- \pi^+ K^-$  и измерены отношения парциальных ширин. Результаты основываются на данных протон-протонных столкновений, набранных экспериментом LHCb, работающем на Большом адронном коллайдере.

*Ключевые слова:* физика высоких энергий, физика элементарных частиц, LHCb.

УДК: 539.121.667. PACS: 14.20.Mg, 13.30.Eg.

#### ВВЕДЕНИЕ

Большой адронный коллайдер (БАК) [1] — крупнейший в мире ускоритель элементарных частиц, расположенный на границе Швейцарии и Франции в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). При рекордно высокой энергии протон-протонных ( $pp$ ) столкновений на БАК сечение рождения тяжелых  $b$ -кварков во много раз превышает сечения, которые удавалось достичь в более ранних экспериментах. При этом основная часть рожденных прелестных адронов, т. е. адронов, содержащих  $b$ -кварк, вылетает вдоль оси столкновения, с одной из сторон которой находится передний одноплечевой спектрометр LHCb. Таким образом, в детектор LHCb попадает около половины всех рожденных прелестных частиц. Кроме того, энергия протон-протонных столкновений БАК позволят получить полный спектр  $b$ -адронов, включая тяжелые  $\Lambda_b^0$ -барионы. Этот факт делает изучение прелестных барионов не только интересной, но и многообещающей задачей для коллаборации LHCb.

Эксперимент LHCb — это один из четырех основных экспериментов на БАК. Он предназначен для поиска косвенных проявлений Новой физики за пределами Стандартной модели через изучение нарушения  $CP$ -симметрии в распадах частиц, содержащих  $b$ - и  $c$ -кварки. Кроме того, исследования ведутся в таких направлениях, как поиск редких распадов прелестных адронов и измерение углов треугольника унитарности, изучение свойств тяжелых адронов и поиск новых частиц. Устройство детектора LHCb подробно описано в работе [2].

Большое количество распадов  $b$ -барионов было обнаружено коллаборацией LHCb за последние несколько лет [3–20]. Среди них есть распады в состоянии, содержащие экзотические частицы, в частности в анализе распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$  было получено первое наблюдение новых резонансов  $P_c(4380)^+$  и  $P_c(4450)^+$ , распадающихся в  $J/\psi$  мезон и протон, и соответствующих модели пентакварков [21]. Таким образом, с использованием всех преимуществ эксперимента LHCb

продолжение поиска новых распадов прелестных барионов представляет особый интерес для экспериментальной физики высоких энергий.

Для исследований, описанных в настоящей работе, использовались данные, набранные в 2011 и 2012 гг. при энергии 7 и 8 ТэВ и соответствующих суммарной светимости  $3 \text{ fb}^{-1}$  (сеанс-I работы БАК), в то время как для исследований описанных в разд. 1 также использовались данные, набранные в 2015 и 2016 гг. при энергии 13 ТэВ и соответствующих суммарной светимости  $1.9 \text{ fb}^{-1}$  (часть сеанса-II работы БАК).

#### 1. ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$

В эксперименте LHCb впервые обнаружен Кабиббо-подавленный распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  [22]. Для анализа использовались данные протон-протонных столкновений, соответствующие суммарной светимости  $3.0 \text{ fb}^{-1}$  набора данных сеанса-I и  $1.9 \text{ fb}^{-1}$  части набора данных сеанса-II. В работе было измерено отношение парциальных ширин исследуемого распада по отношению к нормировочному, в качестве которого использовался распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ .

Распады  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$  реконструировались с использованием димюонной моды распада  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . В анализе применялись одинаковые критерии отбора для восстановления обоих каналов, за исключением требований на пионный кандидат в исследуемом канале и каонный в нормировочном.

Идентификация мюонов, протонов, пионов и каонов осуществлялась с использованием информации с детекторов колец черенковского излучения, калориметрической и мюонной систем. Для уменьшения комбинаторного фона в анализе не использовались треки, проходящие через первичную вершину  $pp$ -взаимодействия. Требовалось, чтобы мюонные, протонные, пионные и каонные кандидаты были хорошо идентифицированы, а их поперечный импульс был больше 550, 900, 500 и 200 МэВ/с соответственно. Кроме того, хорошая идентификация заряженных адронов была обеспечена ограничением на импульс частиц. Отбирались каоны и пионы с импульсом в интервале от 3.2 до 150 ГэВ/с и протоны с импульсом от 10 до 150 ГэВ/с.

<sup>а</sup> E-mail: Viacheslav.Matiunin@cern.ch

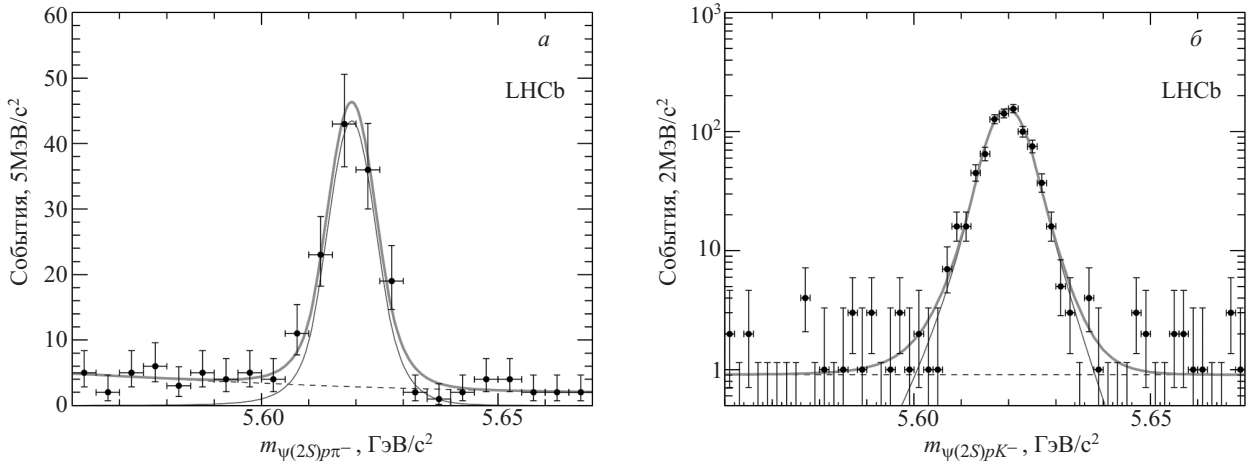


Рис. 1. Распределение инвариантной массы отобранных кандидатов в канале (а)  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  и (б)  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ . Черные точки с ошибками — спектры экспериментальных данных, тонкая красная линия — сигнальная компонента, синий пунктир — фоновая компонента и жирная оранжевая линия — суммарная функция аппроксимации

Пары противоположно заряженных частиц, идентифицированных как мюоны и формирующих общую вершину хорошего качества, объединялись в  $\psi(2S)$ -кандидат. Далее отбирались  $\psi(2S)$ -кандидаты, имеющие инвариантную массу в диапазоне от 3.67 до 3.70 ГэВ/ $c^2$ . Асимметричный интервал вокруг номинального значения массы  $\psi(2S)$ -мезона был выбран для учета излучения фотонов заряженными частицами в конечном состоянии.

Для формирования  $\Lambda_b^0$ -кандидата к отобранным  $\psi(2S)$ -мезонам добавлялись протон и отрицательно заряженный пион в случае исследуемого канала или отрицательно заряженный каон в случае нормировочного. Каждому  $\Lambda_b^0$ -кандидату ставилась в соответствие первичная вершина, по отношению к которой он имел наименьший  $\chi^2_{\text{ГР}}$ , где  $\chi^2_{\text{ГР}}$  определяется как разница между  $\chi^2$  аппроксимации первичной вершины с учетом и без учета данной частицы. С целью подавления фона от частиц, родившихся в первичной вершине, и от плохо реконструированных кандидатов требовалось, чтобы измеренное время распада  $\Lambda_b^0$ -бариона лежало в интервале от 0.2 до 2.0 мм/с. Для улучшения разрешения по инвариантной массе  $\Lambda_b^0$ -бариона применялась процедура кинематической подгонки дерева распада [23]. В процессе такой подгонки дерево распада заново аппроксимировалось с условием, чтобы импульс  $\Lambda_b^0$ -кандидата был направлен из первичной вершины, а инвариантная масса  $\mu^+\mu^-$ -комбинации равнялась номинальному значению массы  $\psi(2S)$ -мезона [24]. Наложением ограничения на  $\chi^2$  достигается хорошее качество такой глобальной аппроксимации.

Для того, чтобы уменьшить вклад от распадов  $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-$  и  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)K^+K^-$ , в которых один или несколько адронов неверно идентифицированы, применялась следующая процедура. Например, в исследуемом канале  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  для устранения вклада от распада  $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-$  масса  $\Lambda_b^0$ -кандидата вычислялась в предположении каонной массовой гипотезы для протона. Затем если полученное значение лежало в области номинальной массы  $B^0$ -мезона, то такой кандидат не использовался для дальнейшего анализа. Аналогичным образом устранялся вклад от распада  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)K^+K^-$ . Вклады от обоих распадов  $B^0$ - и  $B_s^0$ -мезонов устранялись как в исследуемом, так и в нормировочном каналах.

На рис. 1 представлены распределения инвариантной массы отобранных  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ -кандидатов, а также кандидатов для нормировочного канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ . Для определения количества сигнальных событий распределения аппроксимировались небинированным методом максимального правдоподобия. Для этого осуществлялась подгонка распределения с помощью модифицированной функции Гаусса [25, 26], параметры которой были взяты из моделирования. Для описания комбинаторного фона использовался полином второй степени. В результате аппроксимации данных распределений количество сигнальных событий составило  $121 \pm 13$  для распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  и  $806 \pm 29$  для распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ . Кроме того, в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  был исследован фазовый объем. На рис. 2 представлены распределения инвариантной массы  $\psi(2S)p^-$ ,  $\psi(2S)\pi^-$  и  $p\pi^-$ -комбинаций, полученные с помощью техники вычитания контрольных интервалов [27]. Также представлены распределения, полученные из данных математического моделирования на основании модели распада по фазовому объему. При настоящей статистике значительного отклонения в распределениях между экспериментальными данными и данными математического моделирования не обнаружено.

Отношение парциальных ширин вычислялось по формуле

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)} = \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-}} \times \frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-}},$$

где  $N$  — это число событий, а  $\varepsilon$  — эффективность для данного канала распада. Полная эффективность определялась как произведение геометрической эффективности детектора ЛНсб, эффективности регистрации, реконструкции, отбора и эффективности триггера. Эффективность идентификации определялась с использованием калибровочных данных распадов  $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ ,  $K_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+ \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\pi^+$ ,  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  и  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^-$  [28, 29]. Остальные эффективности получались с использованием данных математического моделирования методом

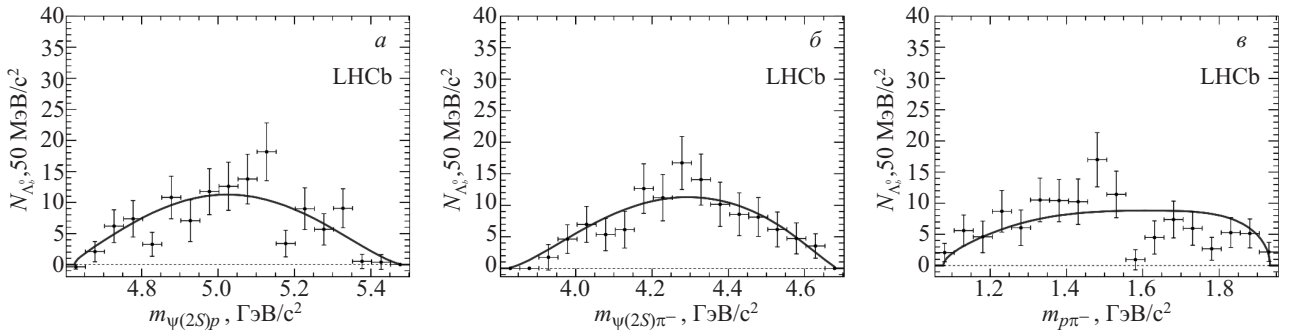


Рис. 2. Распределение инвариантной массы (а)  $\psi(2S)p^-$ , (б)  $\psi(2S)\pi^-$  и (в)  $p\pi^-$ -комбинации для сигнальной компоненты в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ . Черные точки с ошибками — спектры экспериментальных данных, а синяя линия — спектры, полученные из математического моделирования по фазовому объему

Монте-Карло. Спектры математического моделирования для поперечного импульса и псевдобыстроты  $\Lambda_b^0$ -бариона были поправлены с учетом реальных распределений. Для учета резонансной структуры в нормировочном канале  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$  аналогичным образом были поправлены спектры по  $m(pK^-)$  и  $\cos(\theta_{pK^-})$ . Здесь  $\theta_{pK^-}$  — это угол между векторами импульса каона и  $\Lambda_b^0$ -бариона в системе покоя  $pK^-$ . Для учета неточностей в моделировании заряженных треков также применялись поправки с использованием калибровочных данных [30].

Благодаря тому, что продукты распадов в исследуемом и нормировочном каналах имеют близкую топологию и кинематику, большинство систематических погрешностей сократились при вычислении отношения парциальных шириин. Например, сократилась систематическая погрешность, связанная с идентификацией мюонов и реконструкцией  $\psi(2S)$ -мезонов. Основной вклад в систематическую погрешность дали погрешность триггера (1.1%) и различие в описании спектров экспериментальных данных и данных математического моделирования (1.0%). Кроме того, были оценены вклады от таких источников, как выбор функции для аппроксимации распределений (0.7%), ограниченная статистика калибровочных данных, используемых для определения эффективностей (0.2%), и ограниченное количество данных математического моделирования (0.5%). Общая систематическая погрешность, полученная как квадратный корень из квадратичной суммы отдельных компонент, составила 1.7%.

В работе впервые был экспериментально обнаружен распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  и измерено отношение его парциальной ширины по отношению к  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ :

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)} = (11.4 \pm 1.3 \pm 0.2) \%,$$

где первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая. Исследована резонансная структура в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ . При данной статистике значимого вклада от экзотических состояний не обнаружено. Подробности анализа можно найти в работе [22].

## 2. ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p\bar{p}\pi^-$

В эксперименте LHCb впервые обнаружен распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p\bar{p}\pi^-$  [31]. Для анализа использовались данные протон-протонных столкновений, соответствующие

суммарной светимости  $3.0 \text{ fb}^{-1}$  набора данных сеанса-I. В работе было измерено отношение парциальных шириин исследуемого распада по отношению к нормировочному, в качестве которого использовался распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ .

Распады  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p\bar{p}\pi^-$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  реконструировались с использованием моды распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Критерии отбора для восстановления  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  кандидатов в исследуемом и нормировочном каналах были одинаковыми.

Идентификация протонов, пионов и каонов осуществлялась с использованием информации с детекторов колец черенковского излучения, калориметрической и мюонной систем. В анализе использовались каоны, пионы, протоны и антипротоны с поперечным импульсом больше  $100 \text{ MeV}/c$ . Для уменьшения комбинаторного фона при анализе отброшены треки, проходящие через первичную вершину  $pp$ -взаимодействия. Кроме того, хорошая идентификация заряженных адронов обеспечивалась применением ограничения на импульс частиц. Требовалось, чтобы каоны и пионы имели импульс больше  $1 \text{ GeV}/c$ , а протоны и антипротоны имели импульс больше  $10 \text{ GeV}/c$ .

Протон, каон и пион, формирующие общую вершину хорошего качества, объединялись в  $\Lambda_c^+$ -кандидат. Требовалось, чтобы хотя бы один из адронов в  $\Lambda_c^+$ -кандидате имел поперечный импульс больше  $500 \text{ MeV}/c$  и импульс больше  $5 \text{ GeV}/c$ . Далее отбирались  $\Lambda_c^+$ -кандидаты, имеющие инвариантную массу в диапазоне  $\pm 15 \text{ MeV}/c^2$  от номинальной массы  $\Lambda_c^+$ -бариона [24]. Кроме того, требовалось, чтобы скалярная сумма поперечных импульсов продуктов распада  $\Lambda_c^+$ -бариона была больше  $1.8 \text{ GeV}/c$ .

Для формирования  $\Lambda_b^0$ -кандидата к отобранному  $\Lambda_c^+$ -барионам добавлялся отрицательно заряженный пион, а в случае исследуемого канала — еще протон и антипротон. Каждому  $\Lambda_b^0$ -кандидату ставилась в соответствие первичная вершина, по отношению к которой он имел наименьший  $\chi^2_{\text{гр}}$ . С целью подавления фона от частиц, родившихся в первичной вершине, требовалось, чтобы измеренное время распада  $\Lambda_b^0$ -бариона было больше  $2 \text{ ps}$ . Кроме того, требовалось, чтобы хотя бы один из заряженных адронов в конечном состоянии имел поперечный импульс больше  $1.7 \text{ GeV}/c$  и импульс больше  $10 \text{ GeV}/c$ . Для улучшения разрешения по массе  $\Lambda_b^0$ -бариона применялась процедура кинематической подгонки дерева распада [23]. В процессе такой подгонки дерево распада заново аппроксимировалось

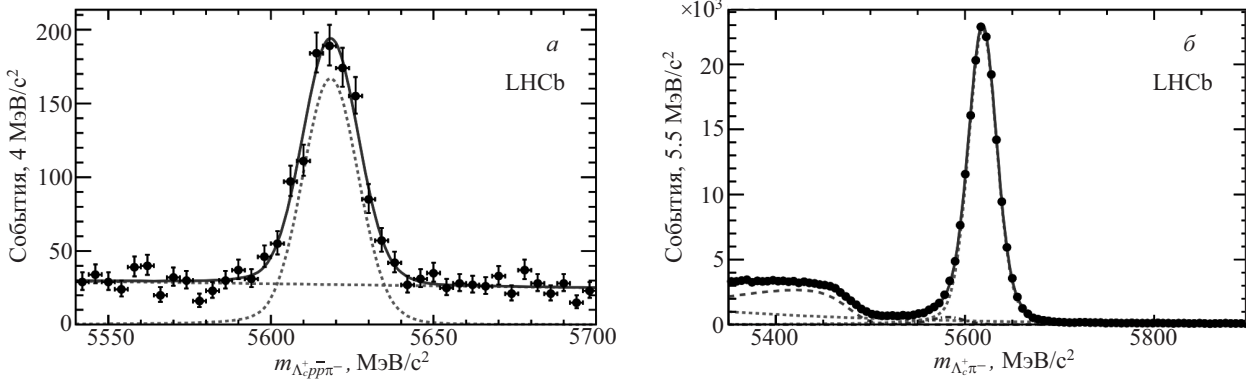


Рис. 3. Распределение инвариантной массы отобранных кандидатов в канале (а)  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$  и (б)  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ . Черные точки с ошибками — спектры экспериментальных данных, красный пунктир — сигнальная компонента, зеленый пунктир — фоновая компонента, фиолетовый пунктир — вклад от частично реконструированного распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \rho^-$ , коричневый штрихпунктир — вклад от распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ K^-$  при ложной идентификации каона как пиона, зеленый пунктир — фоновая компонента и сплошная синяя линия — суммарная функция аппроксимации

с условием, чтобы импульс  $\Lambda_b^0$ -кандидата был направлен из первичной вершины, а инвариантная масса  $\Lambda_c^+$ -кандидата равнялась номинальному значению массы  $\Lambda_c^+$ -бариона.

Для того, чтобы уменьшить вклад от распадов  $\bar{B}^0(\bar{B}_s^0) \rightarrow D^+(D_s^+)\pi^-$  и  $\bar{B}^0(\bar{B}_s^0) \rightarrow D^+(D_s^+)p\bar{p}\pi^-$ , где  $D^+(D_s^+)$  распадаются по моде  $D^+(D_s^+) \rightarrow K^+K^-\pi^+$  или  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ , в которых один или несколько адронов неверно идентифицированы, применялась следующая процедура. Во-первых, вычислялась масса  $\Lambda_c^+$ -кандидата в предположении пионной или каонной массовой гипотезы для протона. Во-вторых, вычислялась масса  $\Lambda_b^0$ -кандидата в предположении  $D^+(D_s^+)$  мезонной массовой гипотезы для  $\Lambda_c^+$ -бариона. Если первое и второе значение массы лежали в области  $D^+(D_s^+)$ - и  $\bar{B}^0(\bar{B}_s^0)$ -мезонов, то такой кандидат не использовался для анализа.

Дальнейшее подавление фона достигалось применением градиентного дерева ускоренных решений (BDTG) [32]. Для тренировки такого дерева решений использовались двенадцать переменных: качество фита  $\Lambda_c^+$ - и  $\Lambda_b^0$ -кандидатов, смещение вдоль оси  $pp$ -столкновения между  $\Lambda_c^+$ - и  $\Lambda_b^0$ -кандидатами, смещение вдоль оси  $pp$ -столкновения между  $\Lambda_b^0$ -кандидатом и первичной вершиной,  $\chi_{\text{TP}}^2$  для  $\Lambda_b^0$ -кандидата, угол между реконструированным импульсом  $\Lambda_b^0$ -кандидата и направлением из первичной вершины в вершину распада, наименьший поперечный импульс и наименьший  $\chi_{\text{TP}}^2$  среди продуктов распада  $\Lambda_c^+$ -бариона, поперечный импульс и  $\chi_{\text{TP}}^2$  пиона из распада  $\Lambda_b^0$ -бариона, наименьший поперечный импульс и наименьший  $\chi_{\text{TP}}^2$  среди протона и антипротона из распада  $\Lambda_b^0$ -бариона. В качестве сигнальных событий для тренировки дерева решений BDTG использовались данные математического моделирования. В качестве фоновых событий использовались экспериментальные данные, для которых реконструированная масса  $\Lambda_b^0$ -кандидата была значительно выше номинальной массы  $\Lambda_b^0$ -бариона. Вклад от распадов  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ K^+ K^- \pi^-$ ,  $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^+ \pi^-$  и  $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} K^+ \pi^-$  был устранен с помощью процедуры, аналогичной описанной в разд. 1. Затем отбор с помощью дерева решений BDTG был оптимизирован и применен к  $\Lambda_b^0$ -кандидатам в исследуемом канале. Для нормировочного канала аналогичная процедура

не дала значительного выигрыша в значимости сигнала, поэтому отбор с помощью дерева решений BDTG в нормировочном канале не применялся.

На рис. 3 представлены распределения инвариантной массы отобранных кандидатов в канале  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$ , а также кандидатов для нормировочного канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ . Для определения количества сигнальных событий распределения аппроксимировались небинированным методом максимального правдоподобия. Для этого осуществлялась подгонка распределения с помощью суммы двух модифицированных функций Гаусса [25, 26], параметры которых были взяты из моделирования. Для описания комбинаторного фона использовалась экспоненциальная функция. В результате аппроксимации данных распределений количество сигнальных событий составило  $926 \pm 43$  для распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$  и  $(167.00 \pm 0.50) \times 10^3$  для распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ .

В распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$  была исследована резонансная структура. На рис. 4 представлено распределение по инвариантной массе  $\Lambda_c^+ \pi^-$ -комбинации, полученное с помощью техники вычитания контрольных интервалов [27]. Для определения количества резонансных событий распределения аппроксимировались

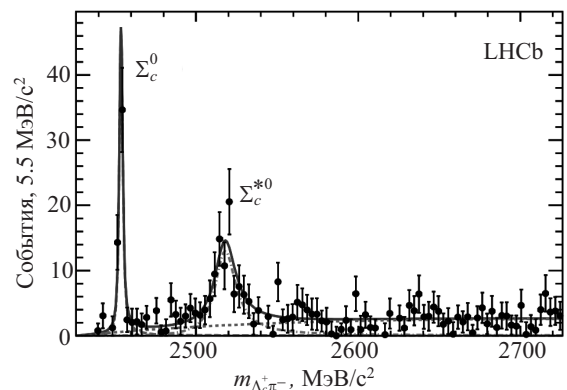


Рис. 4. Распределение инвариантной массы  $\Lambda_c^+ \pi^-$ -комбинации для сигнальной компоненты в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$ . Черные точки с ошибками — спектры экспериментальных данных, красный пунктир — резонансная  $\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ -компонента, фиолетовый штрихпунктир — резонансная  $\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ -компонента, зеленый пунктир — фоновая компонента и сплошная синяя линия — суммарная функция аппроксимации

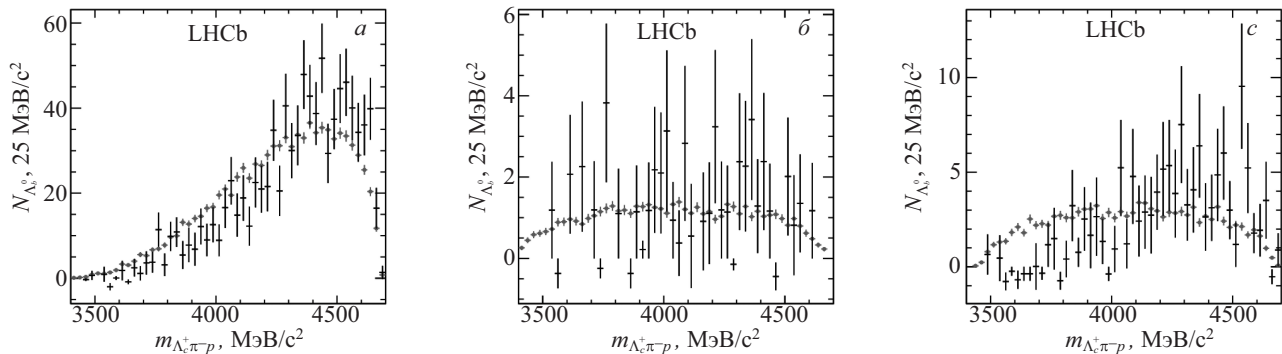


Рис. 5. Распределение инвариантной массы  $\Lambda_c^+ \pi^-$  комбинации для сигнальной компоненты в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$  для (а) во всем интервале по массе  $\Lambda_c^+ \pi^-$ -комбинации, (б) в области массы  $\Sigma_c^0$ -резонанса и (в) в области массы  $\Sigma_c^{*0}$ -резонанса. Черные точки с ошибками — спектры экспериментальных данных, а красные точки с ошибками — спектры, полученные из математического моделирования по фазовому объему

небинированным методом максимального правдоподобия. Детально функция подгонки описана в работе [31]. В результате аппроксимации данных распределений количества сигнальных событий составило  $59 \pm 10$  для распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^0 p \bar{p}$  и  $104 \pm 17$  для распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^{*0} p \bar{p}$ . Кроме того, был осуществлен поиск дибарионных состояний  $D_c^+ \rightarrow p \Sigma_c^0$  в спектрах инвариантной массы  $\Lambda_c^+ \pi^-$ . Распределения для экспериментальных данных и данных математического моделирования на основании модели распада по фазовому объему представлены на рис. 5. При настоящей статистике значительного отклонения в распределениях между экспериментальными данными и данными математического моделирования не обнаружено.

Отношение парциальных ширин  $\mathcal{B}_r$  определялось при помощи подгонки одновременно двух распределений по инвариантной массе  $\Lambda_b^0$ -кандидатов в нормировочном и сигнальном каналах. При такой подгонке количество событий в нормировочном канале  $N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-}$  было свободным параметром, в то время как количество событий в сигнальном канале вычислялось как  $N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-} = \mathcal{B}_r \times \varepsilon_r \times N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-}$ . Здесь  $\varepsilon_r$  — отношение эффективностей между сигнальным и нормировочным каналами. Полная эффективность определялась как произведение геометрической эффективности детектора ЛНЦб, эффективности регистрации, реконструкции, отбора и эффективности триггера. Частные эффективности были получены способом, аналогичным описанному в разд. 1. При этом к каждому событию в данных моделирования применялись поправочные веса для учета разницы в спектрах по сравнению с экспериментальными данными. Отношения парциальных ширин распадов через  $\Sigma_c(2455)^0$ - и  $\Sigma_c^*(2520)^0$ -резонансы по отношению к распаду  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  были измерены аналогичным образом.

Благодаря тому, что в сигнальном и нормировочном каналах использовались одинаковые критерии отбора для восстановления  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ -кандидатов, большинство систематических погрешностей сократилось при вычислении отношения парциальных ширин. Основной вклад в систематическую погрешность был обусловлен присутствием протона и антипротона в исследуемом канале и моделированием их взаимодействия с веществом детектора (4.4%). Следующий по значимости вклад в систематическую погрешность дали триггер (2.9%) и поправки к данным моделирования для учета резонансной структуры в сигнальном

канале (1.8%). Остальные источники систематической погрешности подробно описаны в работе [31]. Общая систематическая погрешность, полученная как квадратный корень из квадратичной суммы отдельных компонент, составила 6.0%.

В работе впервые был экспериментально обнаружен распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$  и измерено отношение его парциальной ширины по отношению к распаду  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ :

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)} = 0.0540 \pm 0.0023 \pm 0.0032.$$

Также были обнаружены вклады от  $\Sigma_c(2455)^0$ - и  $\Sigma_c^*(2520)^0$ -резонансов и были измерены отношения их парциальных ширин по отношению к  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-$ :

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^0 p \bar{p}) \times \mathcal{B}(\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-)} = 0.089 \pm 0.015 \pm 0.006,$$

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma_c^{*0} p \bar{p}) \times \mathcal{B}(\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p \bar{p} \pi^-)} = 0.119 \pm 0.020 \pm 0.014.$$

В приведенных выше формулах первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая. Кроме того, было исследовано распределение инвариантной массы  $\Lambda_c^+ p \pi^-$ -комбинации на предмет возможного присутствия вкладов от дибарионных резонансов. При данной статистике значимых пиков не обнаружено. Подробности анализа можно найти в работе [31].

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ ШИРИН РАСПАДОВ $\Lambda_b^0$ - И $\Xi_B^0$ -БАРИОНОВ В КОНЕЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ С ЧЕТЫРЬМА ЗАРЯЖЕННЫМИ АДРОНАМИ

В эксперименте ЛНЦб было изучено семь распадов  $b$ -барионов  $X_b^0: \Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^- K^+ \pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^- K^+ K^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow p K^- \pi^+ K^-$  и  $\Xi_b^0 \rightarrow p K^- K^+ K^-$  [33]. Здесь и далее  $X_b^0$  обозначает  $\Lambda_b^0$ - или  $\Xi_b^0$ -барион. Для анализа использовались данные протон-протонных столкновений, соответствующие суммарной светимости  $3.0 \text{ fb}^{-1}$  набора данных сеанса-I. В работе было измерено отношение парциальных ширин (включая отношение адронизационных долей в случае распада  $\Xi_b^0$ -бариона) исследуемых распадов по отношению к нормировочному, в качестве которого использовался распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ .

Распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  реконструировался с использованием моды распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ . В анализе использовались максимально близкие критерии отбора для восстановления  $X_b^0$ -кандидатов в сигнальных и нормировочном каналах.

Идентификация протонов, пионов и каонов осуществлялась с использованием информации с детекторов колец черенковского излучения, калориметрической и мюонной систем. В анализе использовались каоны, пионы и протоны с поперечным импульсом больше 250 МэВ/с и  $\chi_{\text{TP}}^2 > 16$ . Кроме того, хорошая идентификация заряженных адронов обеспечивалась применением ограничения на импульс частиц. Требовалось, чтобы заряженные адроны имели импульс меньше 100 ГэВ/с.

Протон и три заряженных адрона, соответствующие конечному состоянию одного из исследуемых каналов, формирующие общую вершину хорошего качества, объединялись в  $X_b^0$ -кандидат. Каждому  $X_b^0$ -кандидату ставилась в соответствие первичная вершина, по отношению к которой он имел наименьший  $\chi_{\text{TP}}^2$ . С целью подавления фона от частиц, родившихся в первичной вершине, требовалась достаточно большая значимость измеренного расстояния отлета  $X_b^0$ -кандидата. В анализе использовались только  $X_b^0$ -кандидаты с поперечным импульсом больше 1.5 ГэВ/с. Для улучшения разрешения по инвариантной массе  $X_b^0$ -бариона применялась процедура кинематической подгонки дерева распада [23]. В процессе такой подгонки дерево распада заново аппроксимировалось с условием, чтобы импульс  $X_b^0$ -кандидата был направлен из первичной вершины.

Для того, чтобы уменьшить вклад от распадов  $B^0$ - и  $B_s^0$ -мезонов в конечные состояния, содержащие четыре заряженных адрона, без участия чармониевого резонанса с пионом или каоном, неверно идентифицированными как протон, применялась следующая процедура. Вычислялась масса  $X_b^0$ -кандидата в предположении пионной или каонной массовой гипотезы для протона. Если значение массы лежало в области  $B^0$ - и  $B_s^0$ -мезонов, то такой кандидат не использовался для дальнейшего анализа.

Дальнейшее подавление фона достигалось применением дерева ускоренных решений (BDT) [32] с применением алгоритма AdaBoost [34]. Для тренировки такого дерева решений использовались следующие переменные: поперечный импульс, псевдобыстрота,  $\chi_{\text{TP}}^2$ ,  $\chi^2$ -вершины ( $\chi_{\text{vtx}}^2$ ) и значимость измеренного расстояния отлета  $X_b^0$ -кандидата, угол между реконструированным импульсом  $X_b^0$ -кандидата и направлением из первичной вершины в вершину распада, наименьшее изменение  $\chi_{\text{vtx}}^2(X_b^0)$  при добавлении любого из других треков в событие, сумма  $\chi_{\text{TP}}^2$  четырех треков в событии и асимметрия поперечного импульса ( $p_T$ )

$$p_T^{\text{asym}} = \frac{p_T(X_b^0) - p_T^{\text{cone}}}{p_T(X_b^0) + p_T^{\text{cone}}},$$

где  $p_T^{\text{cone}}$  — поперечная компонента суммы импульсов треков, относящихся к данному  $X_b^0$ -кандидату, лежащих внутри конуса с углом 1.5 рад. В качестве сигнальных событий для тренировки дерева решений BDT взяты данные математического моделирования для распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$ . В качестве фоновых событий

использовались экспериментальные данные, для которых реконструированная масса  $X_b^0$ -кандидатов была значительно выше номинальной массы  $\Xi_b^0$ -бариона. Затем отбор с помощью дерева решений BDT был оптимизирован и применен к  $X_b^0$ -кандидатам.

Для нормировочного распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ (\rightarrow p K^- \pi^+) \pi^-$  отбирались кандидаты, имеющие массу  $p K^- \pi^+$ -комбинации в области номинальной массы  $\Lambda_c^+$ -бариона [24]. Кандидаты с массой вне этой области рассматривались как сигнальные для  $p K^- \pi^+ \pi^-$ -спектра.

В сигнальных каналах вклад от двухчастичных  $\Lambda_c^+ h^-$ ,  $\Xi_c^+ h^-$ , трехчастичных  $Dph$ - и  $(c\bar{c})ph$ -распадов был устранен с помощью процедуры, аналогичной описанной в разд. 1. Здесь  $h$  обозначает пион или каон,  $D$  — это  $D^0$ -,  $D^+$ - или  $D_s^+$ -мезон, а  $(c\bar{c})$  — чармониевый резонанс.

На рис. 6 и 7 представлен пример распределения по инвариантной массе отобранных  $p \pi^- \pi^+ \pi^-$ -кандидатов и распределение по инвариантной массе  $\Lambda_c^+ \pi^-$ -кандидатов. Для определения количества сигнальных событий осуществлялась одновременная аппроксимировались небинированным методом максимального правдоподобия распределений инвариантной массы  $X_b^0$ -кандидатов в предположении каждого из пяти наборов массовых гипотез. В качестве сигнальной компоненты функции подгонки использовалась сумма

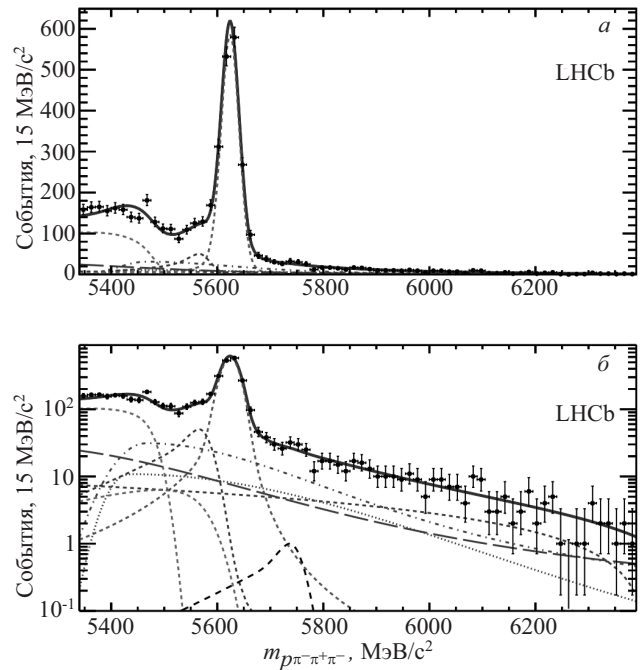


Рис. 6. Распределение инвариантной массы  $p \pi^- \pi^+ \pi^-$ -кандидатов в (а) нормальном и (б) логарифмическом масштабе. Черные точки с ошибками — спектры экспериментальных данных, красный пунктир — сигнальная  $\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$ -компонента, зеленый пунктир — сигнальная  $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$ -компонента, черный пунктир — сигнальная  $\Xi_b^0 \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$ -компонента, синий штрихпунктир — вклад от распада  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ , синий точечный пунктир — вклад от распада  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ , синий пунктир — вклад от частично реконструированных распадов  $B^0$ -мезона в конечные состояния, содержащие пять заряженных адронов, розовый пунктир — вклад от частично реконструированных распадов  $\Lambda_b^0$ -бариона в конечные состояния, содержащие пять заряженных адронов, и сплошная синяя линия — суммарная функция аппроксимации

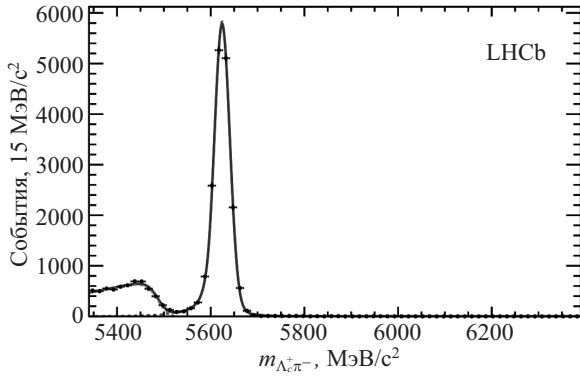


Рис. 7. Распределение инвариантной массы отобранных кандидатов в канале  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ (\rightarrow pK^- \pi^+) \pi^-$ . Черные точки с ошибками — спектр экспериментальных данных, зеленый пунктир — сигнальная компонента, розовый пунктир — вклад от частично реконструированных распадов  $\Lambda_b^0$ -бариона в конечные состояния, содержащие пять заряженных адронов, и сплошная синяя линия — суммарная функция аппроксимации

двух модифицированных функций Гаусса [25, 26], параметры которых были взяты из моделирования. Для описания вкладов от частично реконструированных распадов  $B$ -мезонов и  $X_b^0$ -барионов в конечные состояния, содержащие четыре или пять заряженных адронов, а также вкладов от исследуемых распадов в предположении ложной идентификации использовалась сумма двух модифицированных функций Гаусса. Комбинаторный фон описывался полиномом первой степени. Результаты аппроксимации представлены в таблице. Значимость сигнала  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^- K^+ K^-$  составила  $2.3\sigma$ , поэтому для значения его парциальной ширины оценивался 90%-й доверительный интервал.

В работе были измерены следующие отношения:

$$R(X_b^0 \rightarrow phh'h'') = \frac{\mathcal{B}(X_b^0 \rightarrow phh'h'')}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+(pK^-\pi^+)\pi^-)} \times \frac{f_{X_b^0}}{f_{\Lambda_b^0}} = \frac{N_{X_b^0 \rightarrow phh'h''}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-}} \times \frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+(pK^-\pi^+)\pi^-}}{\varepsilon_{X_b^0 \rightarrow phh'h''}},$$

где  $N$  — это число событий,  $f$  — адронизационная доля,  $\varepsilon$  — эффективность для данного канала распада. Полная эффективность определялась, как произведение геометрической эффективности детектора LHCb, эффективности регистрации, реконструкции, отбора и эффективности триггера. Эффективности определялись с использованием данных математического моделирования.

Таблица. Количество событий в каждом из сигнальных и нормировочном каналах, полученное в результате аппроксимации. Указана только статистическая погрешность

Мода распада	Число событий
$\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$	$1809 \pm 48$
$\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$	$5193 \pm 76$
$\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+\pi^-$	$444 \pm 30$
$\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+K^-$	$1706 \pm 46$
$\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$	$183 \pm 22$
$\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+K^-$	$199 \pm 21$
$\Xi_b^0 \rightarrow pK^-K^+K^-$	$27 \pm 14$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ (\rightarrow pK^-\pi^+) \pi^-$	$16518 \pm 133$

При этом применялись поправки, чтобы привести в соответствие спектры по переменным идентификации частиц и по фазовому объему для экспериментальных данных и данных математического моделирования. Для учета неточностей в моделировании заряженных треков также применялись поправки с использованием калибровочных данных [30].

Благодаря тому, что в сигнальных и нормировочном каналах использовались близкие критерии отбора, большинство систематических погрешностей сократилось при вычислении отношения парциальных ширин. Основной вклад в систематическую погрешность обуславливался неточным знанием моделей распадов  $X_b^0$ -барионов. Значение данной погрешности зависело от конкретного распада и достигало 4%. Также были учтены источники систематической погрешности, связанные с выбором функции подгонки, соответствием спектров по кинематике  $X_b^0$ -барионов, устранением вкладов от распадов с открытым чармом и чармониевыми резонансами. Оценки вкладов от каждого источника систематической погрешности подробно описаны в работе [33]. Общая систематическая погрешность получалась как квадратный корень из квадратичной суммы отдельных компонент.

В работе впервые были экспериментально обнаружены распады  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+K^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$  и  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+K^-$ . С использованием известных значений парциальных ширин распадов  $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-)$  и  $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$  [24] были получены следующие величины:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-) &= (1.90 \pm 0.06 \pm 0.010 \pm 0.16 \pm 0.07) \times 10^{-5}, \\ \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-) &= (4.55 \pm 0.08 \pm 0.020 \pm 0.39 \pm 0.17) \times 10^{-5}, \\ \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+\pi^-) &= (0.37 \pm 0.03 \pm 0.004 \pm 0.03 \pm 0.01) \times 10^{-5}, \\ \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+K^-) &= (1.14 \pm 0.03 \pm 0.007 \pm 0.10 \pm 0.05) \times 10^{-5}, \\ \mathcal{B}(\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-) \times f_{\Xi_b^0}/f_{\Lambda_b^0} &= (1.72 \pm 0.21 \pm 0.025 \pm 0.15 \pm 0.07) \times 10^{-6}, \\ \mathcal{B}(\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+K^-) \times f_{\Xi_b^0}/f_{\Lambda_b^0} &= (1.56 \pm 0.16 \pm 0.019 \pm 0.13 \pm 0.06) \times 10^{-6}, \\ \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-) \times f_{\Xi_b^0}/f_{\Lambda_b^0} &\in [0.11 - 0.25] \times 10^{-6} \text{ at } 90\% \text{ C.L.}, \end{aligned}$$

где первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая. Третья и четвертая погрешности соответствуют неточности в значениях  $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-)$  и  $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ . Подробности анализа можно найти в работе [33].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных столкновениях при энергии 7, 8 и 13 ТэВ, впервые были обнаружены

распады  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p\bar{p}\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+K^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+K^-$  и измерены отношения парциальных ширин. Были изучены резонансные структуры распадов  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p\bar{p}\pi^-$ , при данной статистике значимых вкладов от экзотических состояний не обнаружено.

Авторы хотели бы выразить благодарность рабочей группе LHCb по изучению прелестных адронов и кваркония за сотрудничество и плодотворные дискуссии, а также профессору А. В. Борисову за обсуждения и помощь в подготовке статьи.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Evans L., Bryant P. // JINST. 2008. **3**. S08001.
2. Alves A.A. et al. LHCb collaboration // JINST. 2008. **3**. S08005.
3. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Rev. D. 2011. **84**. 092001. [Erratum Phys. Rev. D. 2012. **85**. 039904.]
4. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Lett. B. 2013. **724**. P. 27.
5. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Lett. B. 2013. **725**. P. 25.
6. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Rev. D. 2014. **89**, N 3. 032001.
7. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2014. **04**. P. 087.
8. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Rev. Lett. 2014. **112**. 202001.
9. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2014. **08**. P. 143.
10. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2014 **07**. P. 103.
11. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2015. **06**. P. 115. [Erratum: JHEP. 2018. **09**. P. 145.]
12. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Chin. Phys. C. 2016. **40**, N 1. 011001.
13. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2016. **05**. P. 132.
14. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Lett. B. 2016. **759**. P. 282.
15. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2016. **05**. P. 081.
16. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2017. **04**. P. 029.
17. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2017. **06**. P. 108.
18. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2017. **05**. P. 030.
19. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Rev. Lett. 2017. **119**, N 6. 062001.
20. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Rev. D. 2017. **96**, N 11. 112005.
21. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Rev. Lett. 2015. **115**. 072001.
22. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2018. **08**. P. 131.
23. Hulsbergen W.D. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2005. **552**. P. 566.
24. Patrignani C. et al. Particle Data Group // Phys. Rev. D. 2018 **98**. 030001.
25. Skwarnicki T. // Ph.D. Thesis, INP, Krakow, 1986.
26. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Lett. B. 2012. **707**. P. 52.
27. Pivk M., Le Diberder F.R. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2005. **555**. P. 356.
28. Adinolfi M. et al. LHCb RICH Group // Eur. Phys. J. C. 2013. **73**. 2431.
29. Aaij R., Anderlini L., Benson S. et al. // arXiv: 1803.00824
30. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JINST. 2015. **10**, N 02. P. 02007.
31. Aaij R. et al. LHCb collaboration // Phys. Lett. B. 2018. **784**. P. 101.
32. Breiman L., Friedman J., Olshen R., Stone C. // Classification and Regression Trees. 1984.
33. Aaij R. et al. LHCb collaboration // JHEP. 2018. **02**. P. 098.
34. Freund Y., Schapire R.E. // J. Comput. Syst. Sci. 1997. **55**. P. 119.

### Search for New Decays of Beauty Baryons in the LHCb Experiment

I. M. Belyaev<sup>1</sup>, V. Yu. Egorychev<sup>1</sup>, V. I. Matiunin<sup>1,a</sup>, D. V. Savrina<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, National Research Centre “Kurchatov Institute”. Moscow 117218, Russia.

<sup>2</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119191, Russia.

E-mail: <sup>a</sup>Viacheslav.Matiunin@cern.ch.

The results of search for new decays of beauty baryons in the LHCb experiment are presented. In particular the new decays  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p\bar{p}\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+K^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ ,  $\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+K^-$  are observed and ratios of branching fractions are measured. The results are based on the proton-proton collisions data collected by the LHCb experiment at the Large Hadron Collider.

**Keywords:** high energy physics, elementary particle physics, LHCb.

PACS: 14.20.Mr, 13.30.Eg.

Received 20 November 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 2. Pp. 91–99.

### Сведения об авторах

1. Беляев Иван Михайлович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (499) 789-66-00, e-mail: Ivan.Belyaev@cern.ch.
2. Егорычев Виктор Юрьевич — доктор физ.-мат. наук, директор; тел.: (499) 789-66-00, e-mail: Victor.Egorychev@cern.ch.
3. Матиунин Вячеслав Игоревич — инженер; тел.: (499) 789-66-00, e-mail: Viacheslav.Matiunin@cern.ch.
4. Саврина Дарья Викторовна — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (499) 789-66-00, e-mail: Daria.Savrina@cern.ch.