

На правах рукописи



**Егорычев Виктор Юрьевич**

**Чармоний в распадах прелестных частиц в эксперименте LHCb**

Специальность 01.04.16 –  
«физика атомного ядра и элементарных частиц»

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Государственный научный центр Российской Федерации – Институт Теоретической и Экспериментальной Физики» НИЦ «Курчатовский институт»

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор  
**Дмитренко Валерий Васильевич**,  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ», г. Москва, профессор  
отделения ядерной физики и  
технологий офиса образовательных программ;  
доктор физико-математических наук, профессор  
**Малахов Александр Иванович**,  
Объединенный институт ядерных исследований,  
г. Дубна, начальник отдела лаборатории физики  
высоких энергий;  
доктор физико-математических наук, профессор  
**Полухина Наталья Геннадьевна**,  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н.Лебедева Российской академии наук,  
заведующая лабораторией элементарных частиц.

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный исследовательский  
Томский политехнический университет», г. Томск.

Защита состоится 27 сентября 2017 г. в 16.00 на заседании диссертационного совета Д 212.229.29 при Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого по адресу: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29, главное здание, ауд. 118.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» и на сайте <https://www.spbstu.ru>

Автореферат разослан 2017 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета

Д 212.229.29  
кандидат физико-математических  
наук, доцент

Ермакова Наталья Юрьевна

## Актуальность работы

В основе современной физики элементарных частиц лежит теория, которая называется Стандартная модель (СМ). Эта теория описывает все известные частицы и взаимодействия между ними (электрослабые и сильные), она обладает большими возможностями для предсказаний и описаний многих экспериментальных наблюдений. Большинство аспектов СМ исследованы и проверены в многочисленных экспериментах. И главной задачей экспериментов Большого адронного коллайдера (БАК) является ответ на непростой вопрос – насколько полно и точно эта теория описывает наблюдаемый микромир.

Эксперименты последних десятилетий в основном подтвердили правильность предсказаний, выполненных на основе СМ. Однако накопилось и определенное количество экспериментальных фактов, указывающих на неполноту СМ. В рамках этой модели есть много необъяснимых явлений. К ним относятся: природа темной энергии, отсутствие кандидатов частиц темной материи, барионная асимметрия Вселенной (преобладание вещества над антивеществом), проблема иерархии фермионных масс и др. После ввода в эксплуатацию БАК актуальные проблемы физики элементарных частиц передвинулись в область энергий, достигающих значений в несколько тераэлектронвольт. Такие рекордные значения энергий сталкивающихся пучков позволяют изучать свойства пространства во все меньших масштабах. Имеются серьезные основания надеяться на то, что эксперименты БАК способны ответить на самые актуальные вопросы современной физики высоких энергий. Точная проверка предсказаний СМ и поиск проявлений физики вне ее пределов являются главными и приоритетными задачами экспериментов БАК.

Уже на начальном этапе благодаря чрезвычайной точности измерений в экспериментах БАК процессы с  $b$ -кварками могут пролить свет на новые стороны проблемы изучения нарушения  $CP$ -симметрии и помогут продвинуться в понимании барионной асимметрии Вселенной. В изначально симметричной космической среде барионная асимметрия может образоваться, если выполнены три условия, которые сформулировал Сахаров Д.А.:

1) несохранено барионное число; 2) нарушена  $CP$ -симметрия и 3) нарушено термодинамическое равновесие. Эксперимент LHCb как раз и предназначен для поиска ответа на этот актуальный вопрос. Исследования, проводимые в эксперименте LHCb, позволяют продвинуться в понимании происхождения ароматов кварков и механизмов нарушения  $CP$ -симметрии. Кроме того, одна из основных целей эксперимента – поиск физики вне пределов СМ через изучение редких процессов в распадах частиц, содержащих тяжелые кварки.

В последние десятилетия поиск проявлений Новой физики (НФ) в основном концентрировался в исследовании нарушения  $CP$ -симметрии в распадах  $B$ -мезонов. Эти наблюдения являются одной из самых острых задач современной физики высоких энергий. Механизм  $CP$ -нарушения отвечает за асимметрию материи и антиматерии во Вселенной и в рамках СМ описывается матрицей смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (СКМ), которая характеризует переходы между различными поколениями кварков за счет слабого взаимодействия [1]. Одним из представлений этой матрицы является треугольник унитарности (ТУ). Так как три стороны и три угла ТУ могут быть измерены экспериментально, проводились исследования для проверки замкнутости треугольника. Очевидно, что любое несоответствие в описании ТУ могло бы указать на существование НФ.

Из результатов, полученных в экспериментах на  $e^+e^-$ -машинах, можно сделать следующие выводы о статусе  $CP$ -нарушения: кварковое смешивание в СМ является доминирующим источником наблюдаемого  $CP$ -нарушения; результаты  $B$ -фабрик оставляют небольшую разрешенную область дополнительного источника  $CP$ -нарушения, обусловленного физикой вне рамок СМ; преобладание материи над антиматерией во Вселенной, по-видимому, обусловлено дополнительными источниками  $CP$ -нарушения, так как  $CP$ -нарушение в СМ слишком мало для того, чтобы объяснить это преобладание [2].

Однако с развитием ускорительной техники, и в частности после ввода в эксплуатацию БАК, у экспериментаторов появляется и такой мощный инструмент, как изучение редких процессов. Современные эксперименты делятся на два класса: эксперименты по прямому наблюдению новых

частиц (таким путем идут эксперименты ATLAS и CMS) и эксперименты по косвенному наблюдению НФ. Вторая группа исследований основывает свой поиск на том, что виртуальные, тяжелые новые частицы (предсказанные рядом расширений СМ) могут давать вклад в петлевые диаграммы. Это приведет к существенному отклонению вероятностей распадов редких процессов и к изменению параметров ТУ от предсказаний на основе СМ. Проверка теоретических предсказаний по описанию слабых распадов прелестных мезонов, выполненных в рамках СМ, представляется удобной формой тестирования модели и, как следствие, одним из вариантов поиска НФ. Ярким свидетельством существования НФ явилось бы обнаружение эффектов, запрещенных или сильно подавленных в СМ. Таким образом, прецизионные исследования наблюдаемых редких распадов дополняют прямые поиски НФ за пределами СМ. Изучение и исследование характеристик распадов  $b$ -адронов само по себе интересно с точки зрения проверки основных положений и подходов квантовой хромодинамики (КХД). В программу исследований на экспериментах БАК включено изучение уже известных КХД-эффектов, таких как инклюзивные распределения, рождение  $b$ -адронов или частиц, содержащих  $c$ -кварк, дилептонные спектры, рождение чармония в распадах  $b$ -адронов, коллективные эффекты в соударениях ионов и т.д. С этой точки зрения БАК можно назвать фабрикой тяжелых кварков. Несомненным преимуществом  $B$ -физики в экспериментах БАК по сравнению с предыдущим поколением экспериментов на  $e^+e^-$ -машинах является большая величина сечения рождения  $b$ -кварков и возможность изучения всех типов  $B$ -мезонов и прелестных барионов.

### Цель работы

Целью диссертации является поиск и изучение новых распадов адронов, содержащих  $b$ -кварк, с чармонием в конечном состоянии. Представленные результаты охватывают распады с чармонием, включая такие как  $J/\psi$ -,  $\psi(2S)$ -,  $\chi_{c1,2}$ - и  $X(3872)$ -мезоны.

## Общая характеристика работы

Первые годы работы БАК (2009–2013 гг.) дали возможность изучить процессы рождения тяжелых адронов при энергиях протонных соударений, которые ранее не были достижимы. Создание БАК является уникальным технологическим достижением, которое не имеет аналогов в мире. Ускорительный комплекс и детекторы, которые работают на нем, отвечают самым передовым требованиям. Коллайдер обладает не только высокими энергиями сталкивающихся протонов, но и высокой светимостью. Именно высокая светимость необходима для изучения чрезвычайно редких процессов, которые принципиально важны для поиска физики вне пределов СМ.

Работа включает в себя несколько связанных между собой анализов по поиску новых распадов  $b$ -адронов с чармонием в конечном состоянии, выполненных с использованием данных международного эксперимента LHCb, набранных в протон-протонных столкновениях при энергиях 7 и 8 ТэВ в системе центра масс и соответствующих интегральной светимости 1 и 2 фб<sup>-1</sup>. Прецизионные измерения основных наблюдаемых СМ позволят проверить ее предсказания. Любые отклонения от теоретических предсказаний будут или указывать на открытие нового физического явления вне рамок СМ, или стимулировать выполнение более точных и детальных теоретических вычислений.

## Научная новизна и основные результаты

- впервые обнаружен распад  $B^0 \rightarrow J/\psi\omega^0$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B^0 \rightarrow J/\psi\omega^0$  к ширине нормировочного канала  $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0(770)$ ;

- впервые обнаружен распад  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta'$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta'$  к ширине нормировочного канала  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ , а также к ширине канала  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta$ ;

- впервые в одном эксперименте были исследованы одновременно каналы распадов  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta$ ,  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ ,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$  и  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ , что позволило измерить угол смешивания  $\eta - \eta'$  мезонов и определить вклад глюонной

компоненты в  $\eta'$ -мезоне;

- впервые обнаружен распад  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta$  к ширине нормировочного канала  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ ;

- впервые обнаружен распад  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta'$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta'$  к ширине нормировочного канала  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ ;

- произведено измерение парциальной ширины распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  и  $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ , что привело к существенной коррекции среднемирового значения парциальной ширины канала  $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ ;

- впервые обнаружен распад  $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  к ширине нормировочного канала  $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ , при этом показано, что доминирующий вклад дает распад  $B^0 \rightarrow \psi(2S)\rho^0(770)$ ;

- впервые обнаружен распад  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  к ширине нормировочного канала  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ , при этом показано, что доминирующий вклад дает распад  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)f_0(980)$ ;

- произведено измерение парциальных ширин распадов  $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$  с точностью лучше среднемировой;

- впервые обнаружен распад  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$  к ширине нормировочного канала  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ;

- в распадах  $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$  с лучшей статистической точностью обнаружено свидетельство существования распада  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ , что позволило произвести измерение отношения парциальных ширин распадов  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$  и  $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$  с точностью лучше среднемировой;

- впервые обнаружен распад  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  к ширине нормировочного канала  $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ , при этом показано, что доминирующий вклад дает распад  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^{\bar{*}0} K^+$ ;

- впервые обнаружен распад  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$  и измерено отношение

парциальной ширины распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$  к ширине нормировочного канала  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ ;

- впервые обнаружен распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$  к ширине нормировочного канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ ;

- впервые обнаружен распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- pK^-$  и измерено отношение парциальной ширины распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- pK^-$  к ширине нормировочного канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ .

### Положения, выдвигаемые на защиту

- обнаружение новых распадов  $B$ -мезонов в конечные состояния, содержащие  $S$ -волновой чармоний;
- обнаружение новых распадов  $B$ -мезонов в конечные состояния, содержащие возбужденный чармоний;
- изучение  $\eta - \eta'$  смешивания в распадах  $B$ -мезонов;
- обнаружение новых распадов  $B_c^+$ -мезонов в чармоний и легкие адроны;
- обнаружение новых распадов  $\Lambda_b^0$ -барионов в конечные состояния, содержащие  $S$ -волновой чармоний.

### Практическая полезность

Представленная работа выполнена в рамках участия ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ» НИЦ «Курчатовский институт» в международном содружестве ЛНСб. Тема работы соответствует программе эксперимента ЛНСб, а именно, направлению, которое включает исследование редких распадов частиц, содержащих  $b$ -кварк, в конечные состояния, содержащие чармоний, такие как  $J/\psi$ -,  $\psi(2S)$ -,  $\chi_{c1,2}$ - и  $X(3872)$ -мезоны. Результаты приведены в таблице свойств элементарных частиц [3] и положили начало созданию серии новых исследований по изучению различных наблюдаемых в новых каналах распадов  $B$ -мезонов.

### Личный вклад

Личный вклад автора состоит в том, что он внес основной и

решающий вклад в получении всех представленных результатов. Автору диссертации принадлежит постановка задач, которые вошли в основные положения диссертации, разработка основных идей поиска и реконструкции новых распадов прелестных адронов, разработка и создание основных экспериментальных методик и их программная реализация. Автор принимал активное участие в наборе данных эксперимента LHCb.

### **Достоверность результатов и выводов**

Достоверность результатов и выводов, полученных в диссертации, обусловлена многочисленными проверками с помощью компьютерного моделирования физических процессов и экспериментальной установки, дополнительными независимыми исследованиями внутри содружества LHCb и сравнением с теоретическими предсказаниями Стандартной модели.

### **Апробация работы и публикации**

Материалы, изложенные в работе, опубликованы в 23 статьях, из которых 19 удовлетворяют требованиям ВАК. Данные материалы регулярно обсуждались на совещаниях международного содружества LHCb, докладывались автором на семинаре ЛФВЭ ОИЯИ, семинарах ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ» НИЦ «Курчатовский институт», семинаре Национального исследовательского Томского политехнического университета, на различных конференциях:

- EPS-HEP2013, European Physical Society Conference on High Energy Physics, Стокгольм, Швеция, 18-24 июля 2013 г.;
- 10th Rencontres du Vietnam – Flavour Physics Conference, Ква Нхон, Вьетнам, 27 июля - 2 августа 2014 г.;
- 19th International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory, Голицино, Московская обл., Россия, 8-15 сентября 2010 г.;
- Hadron Structure and QCD – from low to high energies, Гатчина, Россия, 5-9 июля 2010 г.;
- 13th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Москва, Россия, 23-29 августа 2007 г.;

- Шестые Черенковские чтения, Москва, Россия, 9 апреля 2013 г.;
- International Moscow Workshop on Phenomenology of Particle Physics devoted to the memory of Prof. A.Kaidalov, Москва, Россия, 21-25 июля 2013 г.;
- 4th HEP Conference in Madagascar, Антананариво, Мадагаскар, 21-28 августа 2009 г.;
- Сессия ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», Москва, Россия, 12-16 ноября 2012 г.;
- Международная сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН, Москва, Россия, 17-21 ноября 2014 г.

Результаты данной работы были многократно представлены участниками коллаборации LHCb на международных конференциях.

### Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 7 глав и заключения. Ее объем составляет 217 страниц, включая 40 таблиц и 51 рисунок. Список цитируемой литературы содержит 197 наименований.

### Содержание работы

**Во введении** обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы задачи и цели исследований, показана новизна работы и ее практическая значимость.

**В первой главе** приводится краткий обзор современной картины физики элементарных частиц. Обосновывается актуальность исследований чармония и тяжелых адронов. Приведены основные характеристики установленных уровней чармония [4] и изложены основные экспериментальные методы наблюдения чармония. Показано, что чрезвычайно интересным является и поиск новых состояний чармония, и исследование уже открытых состояний на протон-протонных машинах через изучение новых распадов  $B$ -мезонов.

**Во второй главе** представлено краткое описание ускорителя БАК и эксперимента LHCb [5]. Перечислены ключевые элементы спектрометра, их устройство и приведены основные характеристики подсистем. Представлено

описание алгоритма математического моделирования данных, программы реконструкции и системы отбора данных. Описаны условия набора данных в первом сеансе работы ускорителя БАК.

**В третьей главе** описывается метод калибровки электромагнитного калориметра детектора LHCb методом восстановления инвариантной массы нейтральных пионов. Представлен метод и его реализация в программном обеспечении эксперимента. Изложены результаты использования метода в регулярных калибровках электромагнитного калориметра в первом сеансе работы ускорителя БАК.

Целью калибровки электромагнитного калориметра эксперимента LHCb является измерение энергий электронов и фотонов с точностью не ниже 2-2,5%. Для этого последовательно применяются несколько методов, одним из которых является метод восстановления инвариантной массы  $\pi^0$ -мезона в распаде на два фотона. Процедура позволяет провести калибровку электромагнитного калориметра в диапазоне поперечных энергий от 300 до 1500 МэВ. Ее важным достоинством является независимость от состояния остальных систем спектрометра LHCb, а большое сечение рождения нейтральных  $\pi$ -мезонов в глубоконеупругих столкновениях позволяет быстро набрать статистику, достаточную для достижения заявленных целей.

В рамках программного обеспечения эксперимента LHCb реализован метод калибровки электромагнитного калориметра нейтральными  $\pi$ -мезонами. Процедура калибровки нейтральными  $\pi$ -мезонами позволяет получить калибровочные константы уже через несколько дней после набора данных. При этом точность восстановления энергии частиц в электромагнитном калориметре улучшается с 10% до 2-2,5% в зависимости от зоны калориметра.

В этой же главе описана процедура, позволяющая получить эффективность реконструкции фотонов и нейтральных пионов с использованием распадов  $B^+$ -мезона: реконструкция исследовалась с помощью данных, полученных в эксперименте LHCb при энергиях столкновения протонов в системе центра масс 7 и 8 ТэВ и интегральной светимости 3 фб<sup>-1</sup>.

**В четвертой главе** представлены исследования по поиску новых редких распадов  $B$ -мезонов с  $S$ -волновым чармонием в конечном состоянии.

К таким состояниям относятся  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезоны. Описаны методы обнаружения таких распадов, показаны наблюдаемые сигналы. В главе приведены проверки, доказывающие факт существования новых распадов. Вычислены значения парциальных ширин распадов. Полученные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями или результатами предыдущих экспериментов.

**В первой части четвертой главы** приведен анализ по изучению распадов  $B^0 \rightarrow J/\psi\omega$ ,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$  и  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ . Основной вклад в распад  $B$ -мезонов в конечное состояние, содержащее чармоний и легкий нейтральный мезон (такие, как  $\omega$ -,  $\eta$ -,  $\eta'$ -мезон), определяется древовидной диаграммой с подавлением цвета и описывается кварковыми переходами  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}s\bar{s}$  и  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{d}$ . Т.е. такие процессы проходят за счет электрослабого взаимодействия с обменом виртуальным  $W^\pm$ -бозоном. При этом вклад других кварковых диаграмм считается пренебрежительно малым [6]. Измерение парциальных ширин таких распадов может помочь пониманию природы адронных взаимодействий и изучению свойств чармония. Кроме того, исследования новых каналов дают возможности для измерения зависящей от времени  $CP$ -симметрии. Для поиска распадов  $B_d^0 \rightarrow J/\psi\omega$  и  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta^{(\prime)}$  были использованы данные, набранные экспериментом LHCb в 2011 году при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и соответствующие интегральной светимости  $1,1 \text{ фб}^{-1}$ . Парциальные ширины этих распадов были получены с помощью нормировки на известную парциальную ширину распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$ . Исследуемые распады реконструировались при помощи канала  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Кандидаты в легкие незаряженные мезоны восстанавливались с использованием следующих каналов  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ ,  $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$  и  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . При этом для реконструкции распадов нейтральных пионов использовалась двухфотонная мода.

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных  $B$ -кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных и нормировочных каналах для уменьшения систематических ошибок при

измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

Для определения числа событий распределение по инвариантной массе отобранных  $J/\psi\omega$ -кандидатов аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. При определении количества сигнальных событий использовалась подгонка с помощью функции Гаусса. Комбинаторный фон описывался экспоненциальной функцией. Число сигнальных событий равно  $72 \pm 15$ . Статистическая значимость сигнала определялась по формуле  $S = \sqrt{-2 \times \ln(L_B/L_{S+B})}$ , где  $L_{S+B}$  ( $L_B$ ) – вероятность, соответствующая гипотезе о том, что в распределении существует как сигнал, так и фон (только фон). Значимость сигнала составила 4,6 стандартных отклонения.

Получены распределения по инвариантной массе  $J/\psi\eta^{(\prime)}$ -кандидатов для различных мод распадов  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонов. Определено количество сигнальных событий в данных каналах с помощью процедуры подгонки. Определен выход числа событий в нормировочном канале  $B^0 \rightarrow J/\psi\rho$ . Представлена методика вычисления парциальных ширин и систематических ошибок этих отношений.

Используя результаты анализа, получены значения парциальных ширин распадов  $B^0 \rightarrow J/\psi\omega$ ,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$  и  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ . Абсолютные значения парциальных ширин исследуемых распадов составили:

$$\begin{aligned} BR(B^0 \rightarrow J/\psi\omega) &= (2,41 \pm 0,52_{-0,35}^{+0,19} \pm 0,36) \times 10^{-5}, \\ BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta) &= (3,79 \pm 0,31_{-0,41}^{+0,20} \pm 0,56_{-0,27}^{+0,29}) \times 10^{-4}, \\ BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta') &= (3,42 \pm 0,30_{-0,35}^{+0,14} \pm 0,51_{-0,25}^{+0,26}) \times 10^{-4}, \end{aligned}$$

где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, третья – связана с ошибкой парциальной ширины распада  $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$ , четвертая – с погрешностью отношения вероятностей адронизации  $b$ -кварка. Результаты находятся в хорошем согласии как с теоретическими предсказаниями, так и с результатом эксперимента Belle.

**Во второй части четвертой главы** представлены исследования по

изучению  $\eta - \eta'$  смешивания в системе  $B_{(s)}^0$ -мезонов. Распады  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi\eta'$  вызывают интерес не только с точки зрения изучения чармония, но и из-за возможности изучения структуры легких мезонов. В частности, измерения угла смешивания в системе  $\eta - \eta'$ -мезонов и определения вклада глюонной компоненты в  $\eta'$ -мезоне [6], [7], [8]. Эти распады проходят через образование  $\eta^{(\prime)}$ -состояния из  $d\bar{d}$ -кварковой комбинации для  $B^0$ -мезонов и из  $s\bar{s}$ -кварковой пары для  $B_s^0$ -мезонов.

Используя данные, набранные в 2011 и 2012 годах экспериментом ЛНСб в протон-протонных соударениях при энергиях  $\sqrt{s}=7$  ТэВ (2011 г.) и 8 ТэВ (2012 г.), соответствующие интегральной светимости  $3,0 \text{ фб}^{-1}$ , были измерены отношения парциальных ширин распадов:

$$\begin{aligned} R_{\eta'} &\equiv \frac{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta')}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta')}, & R_{\eta} &\equiv \frac{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)}, \\ R &\equiv \frac{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta')}{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)}, & R_s &\equiv \frac{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta')}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)}, \\ R_{\psi(2S)} &\equiv \frac{BR(B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta')}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta')}. \end{aligned}$$

Для изучения сигнальных распадов использовались каналы распадов чармония в два мюона, а именно,  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Для реконструкции каналов распадов  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi\eta'$  и  $B_{(s)}^0 \rightarrow \psi(2S)\eta'$  использовали следующие цепочки распадов:  $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$  и  $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$  с последующими распадами  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Для восстановления распада  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi\eta$  использовали канал  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  с последующим распадом нейтрального пиона на два фотона. Распад  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , который имеет большую вероятность распада и существенную эффективность регистрации, не использовался в анализе для восстановления  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi\eta$  распада из-за плохого разрешения по массе.

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных  $B$ -кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных и нормировочных каналах для уменьшения систематических ошибок при

измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

Для определения количества сигнальных событий распределение инвариантной массы отобранных  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi\eta^{(\prime)}$  кандидатов с последующими распадами  $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$  и  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. Сигналы от  $B_s^0$ - и  $B^0$ -распадов аппроксимировались модифицированной функцией Гаусса, которая представляет собой функцию Гаусса вблизи центрального значения и полиномиальную функцию на краях [9]. Ширина пиков для  $B_s^0$ - и  $B^0$ -кандидатов была одинаковой, разность центральных значений  $B_s^0$ - и  $B^0$ -компонент была зафиксирована к известной разности масс  $B_s^0$ - и  $B^0$ -мезонов [3]. Параметры, которые используются для описания полиномиальной функции были зафиксированы к значениям, полученным с использованием математического моделирования.

Для определения количества сигнальных событий распределение инвариантной массы отобранных  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi(\psi(2S))\eta^{(\prime)}$  кандидатов с последующими распадами  $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$  аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. Сигналы от  $B_s^0$ - и  $B^0$ -распадов аппроксимировались модифицированной функцией Гаусса [9]. Ширина пиков для  $B_s^0$ - и  $B^0$ -кандидатов была одинаковой, разность центральных значений  $B_s^0$ - и  $B^0$ -компонент была зафиксирована к известной разности масс  $B_s^0$ - и  $B^0$ -мезонов [3]. Параметры, которые используются для описания полиномиальной функции были зафиксированы к значениям, полученным с использованием математического моделирования. Исследования на основе математического моделирования показали наличие дополнительного фона от распадов  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  или  $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0}$  с последующим распадом  $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ , в котором каон был неправильно идентифицирован как пион. В таком случае каон, который был ложно идентифицирован как пион, вместе с другим истинным пионом и фотоном могут формировать  $\eta'$ -кандидата. Вклад такого фона описывался формой, полученной на основе математического моделирования.

Статистическая значимость сигналов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$  и  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta'$  каналов определялась с помощью упрощенного математического моделирования. Значимость канала  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta'$  составляет 4,3 стандартных отклонения, а канала  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta'$  – 3,5 стандартных отклонения. Принимая во внимание значимость в канале  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$  с распадом  $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ , окончательная значимость сигнала составила 6,1 стандартного отклонения, что означает первое наблюдение данного распада.

Используя результаты анализа, были измерены отношения парциальных ширин распадов:

$$\begin{aligned} R_{\eta'} &= \frac{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta')}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta')} = (2,28 \pm 0,65 \pm 0,10 \pm 0,13 (f_s/f_d)) \times 10^{-2}, \\ R_{\eta} &= \frac{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)} = (1,85 \pm 0,61 \pm 0,09 \pm 0,11 (f_s/f_d)) \times 10^{-2}, \\ R_s &= \frac{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta')}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)} = 0,902 \pm 0,072 \pm 0,041 \pm 0,019, \\ R &= \frac{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta')}{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)} = 1,111 \pm 0,475 \pm 0,058 \pm 0,023, \end{aligned}$$

где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, а третья ошибка связана с неопределенностью в отношении адронизации  $b$ -кварка в  $B_s^0$ - и  $B^0$ -мезон для отношения  $R_{(\eta')}$  или ошибка, связанная с неточностью в определении парциальной ширины распада  $\eta'$ -мезона для отношения  $R_{(s)}$ . Полученные значения отношения  $R_{(s)}$  находятся в хорошем согласии с предыдущими измерениями [10, 11] и имеют лучшую точность. Результат находится в хорошем согласии с предсказаниями из работы [12].

Полученные отношения  $R_{\eta'}$  и  $R_{\eta}$  позволяют вычислить угол смешивания  $\varphi_p$ , который равен  $\varphi_p|_{R_{\eta^{(\prime)}}} = (46,3 \pm 2,3)^\circ$ . Соотношения также позволяют вычислить углы смешивания (с учетом глюонной компоненты), используя измерения  $R$  и  $R_s$ :  $\varphi_p|_{R_s} = (43,5_{-2,8}^{+1,4})^\circ$ ,  $\varphi_g|_{R_s} = (0 \pm 24,6)^\circ$ . Этот результат показывает, что существенный вклад глюонной компоненты в  $\eta'$ -мезон маловероятен. Пренебрегая вкладом глюонной компоненты и используя отношения  $R$  и  $R_s$ , было получено более точное значение угла

смешивания  $-\varphi_p|_{R_s, \varphi_G=0} = \left(43, 5_{-1,3}^{+1,4}\right)^\circ$ , которое находится в согласии со значением, полученным из отношения  $R_{\eta^{(\prime)}}$ . Измеренные значения параметров  $\eta - \eta'$  смешивания находятся в согласии с предыдущими измерениями и имеют сравнимую точность. Данные исследования выполнены благодаря тому, что впервые одновременно были исследованы все четыре моды распадов  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi\eta^{(\prime)}$ . В ходе анализа было сделано и первое свидетельство распада  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta'$ . Было измерено отношение парциальной ширины данного нового канала к парциальной ширине известного канала  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ , которое равно

$$R_{\psi(2S)} = \frac{BR(B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta')}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta')} = (38, 7 \pm 9, 0 \pm 1, 3 \pm 0, 9) \times 10^{-2},$$

где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, третья – связана с ошибкой парциальной ширины распадов  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов [3]. Полученное значение находится в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями для этой величины [13, 14].

**В третьей части четвертой главы** представлены исследования, в которых впервые были обнаружены распады  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta$ ,  $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  и  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$ .

Для поиска распадов были использованы данные, набранные экспериментом LHCb в 2011 году при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и соответствующие интегральной светимости  $1,1 \text{ фб}^{-1}$ . Парциальные ширины этих распадов были получены с помощью нормировки на известные парциальные ширины распадов с  $J/\psi$ -мезоном в конечном состоянии. Для изучения сигнальных распадов использовались каналы распадов чармония в два мюона, а именно,  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ . При этом для реконструкции распадов  $\eta$ -мезонов использовалась двухфотонная мода.

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных

и нормировочных каналах для уменьшения систематических ошибок при измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

В результате анализа были измерены отношения парциальных ширин распадов:

$$\begin{aligned}\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)} &= 0,83 \pm 0,14 \pm 0,12 \pm 0,02, \\ \frac{BR(B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-)}{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)} &= 0,56 \pm 0,07 \pm 0,05 \pm 0,01, \\ \frac{BR(B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)} &= 0,34 \pm 0,04 \pm 0,03 \pm 0,01,\end{aligned}$$

где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, а третья ошибка связана с неточностью в определении парциальной ширины распада  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов. При вычислении отношений парциальных ширин исследуемых каналов применяли не отношение парциальных ширин распадов  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ , а отношение диэлектронных мод распадов, которое известно с лучшей точностью (лептонная универсальность). В анализе вклад от каналов с  $K_s^0$ -мезонами не учитывался. В исследовании показано, что доминирующий вклад в распады  $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  дают распады  $B^0 \rightarrow \psi(2S)\rho^0(770)$ , а в аналогичные  $B_s^0$ -распады –  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)f_0(980)$ .

**В четвертой части четвертой главы** представлены исследования по изучению Кабиббо подавленных распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  и  $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ .

Для поиска распадов были использованы данные, набранные экспериментом LHCb в 2010 году при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и соответствующие интегральной светимости  $0,37 \text{ фб}^{-1}$ . Парциальные ширины этих распадов были получены с помощью нормировки на известные парциальные ширины распадов с участием заряженных каонов. Для изучения сигнальных распадов использовались каналы распадов чармония в два мюона, а именно,  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных и нормировочных каналах для уменьшения систематических ошибок при измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

Измеренные отношения парциальных ширин распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  и  $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$  к распадам с участием заряженных каонов составляют:

$$R_{J/\psi} = \frac{BR(B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+)}{BR(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)} = (3,83 \pm 0,11 \pm 0,07) \times 10^{-2},$$

$$R_{\psi(2S)} = \frac{BR(B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+)}{BR(B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+)} = (3,95 \pm 0,40 \pm 0,12) \times 10^{-2},$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Отношение  $R_{J/\psi}$  находится в согласии с предыдущим измерением  $(3,99 \pm 0,36 \pm 0,17) \times 10^{-2}$  [15], но является значительно более точным измерением. Отношение  $R_{\psi(2S)}$  на 3,2 статистических отклонения меньше, чем усредненная величина в таблице свойств элементарных частиц в редакции 2010 года  $(5,2 \pm 0,4) \times 10^{-2}$  [16]. Принимая во внимание значение парциальной ширины нормировочного канала, было получено, что парциальные ширины исследуемых каналов равны:

$$BR(B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+) = (3,88 \pm 0,11 \pm 0,15) \times 10^{-5},$$

$$BR(B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = (2,52 \pm 0,26 \pm 0,15) \times 10^{-5},$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. На сегодняшний день среднемировое число для отношения  $R_{\psi(2S)}$  с учетом результата, приведенного в данной работе, составляет  $(3,97 \pm 0,29) \times 10^{-2}$  [3].

**В пятой части четвертой главы** представлен анализ по измерению

отношений парциальных ширин распадов  $B$ -мезонов в конечные состояния, содержащие  $K^{*0}$ - и  $\phi$ -мезоны. Исследования основаны на данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных столкновениях при энергии пучков 7 ТэВ в системе центра масс и отвечающих интегральной светимости  $0,37 \text{ фб}^{-1}$ . Распады  $B^0 \rightarrow \psi K^{*0}$ ,  $B^+ \rightarrow \psi K^+$  и  $B_s^0 \rightarrow \psi \phi$  (зарядово-сопряженные распады также учтены) восстанавливались, используя каналы распадов  $\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$  и  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ .

Используя лептонную универсальность, при вычислении отношений парциальных ширин исследуемых каналов были получены следующие значения:

$$\begin{aligned} \frac{BR(B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+)}{BR(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)} &= 0,594 \pm 0,006 \pm 0,016 \pm 0,015, \\ \frac{BR(B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0})}{BR(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})} &= 0,476 \pm 0,014 \pm 0,010 \pm 0,012, \\ \frac{BR(B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\phi)}{BR(B^0 \rightarrow J/\psi\phi)} &= 0,489 \pm 0,026 \pm 0,021 \pm 0,012, \end{aligned}$$

где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, а третья – отражает неопределенность в знании диэлектронных мод распадов  $J/\psi$ - или  $\psi(2S)$ -мезонов.

Первые два отношения сравнимы со средними мировыми значениями измерений этих величин, но имеют лучшую точность. Последнее отношение находится в согласии с результатом международной коллаборации CDF -  $BR(B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\phi)/BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi) = 0,515 \pm 0,113 \pm 0,052$  и является более точным измерением.

**В пятой главе** представлены исследования по поиску новых редких распадов  $B$ -мезонов с  $P$ -волновым чармонием в конечном состоянии. К таким состояниям относятся  $\chi_{c1,c2^-}$  и  $X(3872)$ -мезоны.

**В первой части пятой главы** представлен анализ по поиску распада  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$  и изучению распадов  $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$ . Исследования основаны на данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных столкновениях при энергии пучков 7 ТэВ в системе центра масс и отвечающих интегральной

светимости  $1,0 \text{ фб}^{-1}$ . Распады  $B^0 \rightarrow \chi_c K^{*0}$  и  $B_s^0 \rightarrow \chi_c \phi$  реконструировались, используя канал распада  $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$ . В качестве нормировочного канала были использованы распады  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  и  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ . При этом промежуточные состояния восстанавливались через реакции  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$  и  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ .

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных и нормировочных каналах для уменьшения систематических ошибок при измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

Инвариантная масса отобранных  $B^0 \rightarrow \chi_c K^{*0}$  и  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$  кандидатов показана на рисунке 1. Для определения количества сигнальных событий распределение аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. Сигналы от  $B_s^0$ - и  $B^0$ -распадов аппроксимировались функцией Гаусса. Комбинаторный фон описывался экспоненциальной функцией. В случае  $B^0$ -распадов (рисунок 1: правый пик в распределении массы соответствует моде распада  $\chi_{c1}$ , а левый – моде распада  $\chi_{c2}$ ). Из-за малой парциальной ширины распада  $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma$  вкладом от распада  $\chi_{c0}$ -состояния пренебрегли.

Т.к. инвариантная масса  $B^0$ -кандидата вычислялась в предположении, что масса комбинации  $J/\psi \gamma$  равна номинальной массе  $\chi_{c1}(\chi_{c2})$ -мезона [3], то сигнал, соответствующий  $\chi_{c1}(\chi_{c2})$ -каналу, сдвинут в меньшие (большие) значения относительно номинальной массы  $B^0$ -мезона. Этот же эффект замечен и при анализе данных математического моделирования. При выполнении процедуры подгонки отношение ширин сигнальных пиков было зафиксировано к значению, полученному из анализа данных математического моделирования. Полученные с помощью аппроксимации положения и ширины пиков согласуются со значениями, ожидаемыми из моделирования. Так как в  $B_s^0$ -канале вклад от распада  $\chi_{c2}$ -моды ожидался небольшим (из-за малой статистики) [3], то его не учитывали

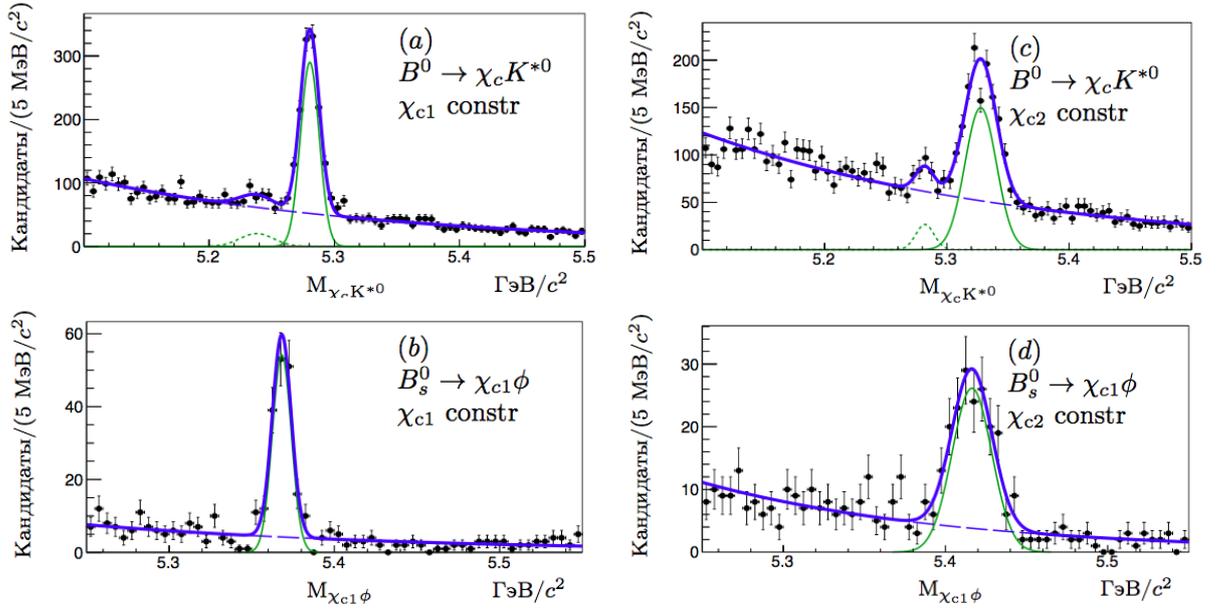


Рисунок 1 – Распределение инвариантной массы для каналов:

(a)  $B^0 \rightarrow \chi_c K^{*0}$  и (b)  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$  с требованием номинальной массы  $\chi_{c1}$ -мезона; (c)  $B^0 \rightarrow \chi_c K^{*0}$  и (d)  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$  с требованием номинальной массы  $\chi_{c2}$ -мезона

при подгонке. Статистическая значимость сигнала определялась по формуле  $S = \sqrt{-2 \times \ln(L_B/L_{S+B})}$ , где  $L_{S+B}$  ( $L_B$ ) – вероятность, соответствующая гипотезе о том, что в распределении существует как сигнал, так и фон (только фон). Статистическая значимость  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$  сигнала составила более девяти стандартных отклонений, что соответствует первому наблюдению данного распада.

В ходе анализа сделано первое наблюдение распада  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$  и измерено отношение парциальной ширины нового распада к нормировочному каналу  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)} = (18,9 \pm 0,18 \pm 1,3 \pm 0,8) \times 10^{-2},$$

где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, а третья – из-за неопределенности в знании парциальной ширины распада  $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ . Используя эти же данные, вычислены отношения парциальных ширин распадов  $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$  и  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ , а также распадов  $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$  и  $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ :

$$\frac{BR(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{BR(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})} = (19,8 \pm 1,1 \pm 1,2 \pm 0,9) \times 10^{-2},$$

$$\frac{BR(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{BR(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})} = (17,1 \pm 5,0 \pm 1,7 \pm 1,1) \times 10^{-2},$$

где третья ошибка связана с неопределенностью в значении парциальных ширин распадов  $\chi \rightarrow J/\psi\gamma$ .

Измеренное отношение  $BR(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})/BR(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$  имеет лучшую на сегодняшний день точность и согласуется с результатами предыдущих экспериментов. Измеренное отношение  $BR(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})/BR(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})$  согласуется со значением  $(26 \pm 7) \times 10^{-2}$ , вычисленным с использованием результатов коллаборации BaBar [17]. Найденное значение согласуется с теоретическими предсказаниями в модели обобщенной факторизации ( $BR(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})/BR(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}) = 0,2 - 0,4$ ), которые получены на основе результатов работы [17].

**Во второй части пятой главы** представлен анализ по изучению распадов с  $X(3872)$  в конечном состоянии. Основываясь на анализе данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных соударениях при энергиях пучков 7 и 8 ТэВ, соответствующих интегральной светимости  $3,0 \text{ фб}^{-1}$ , проведен поиск распада  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$  и измерено отношение  $R_{\psi\gamma} = BR(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/BR(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$  в распадах  $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ . Для реконструкции распадов  $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$  использовали следующие моды:  $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ ,  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$  с последующими распадами чармония на два мюона. Мода распада  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  не использовалась в анализе из-за малого числа таких распадов в данных. Большинство критериев поиска распадов в двух каналах одинаковые, кроме тех, которые касаются реконструкции фотона из-за существенно разной энергии, выделяемой в распадах.

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации

вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных и нормировочных каналах для уменьшения систематических ошибок при измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

В ходе анализа получено свидетельство распада  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$  в распадах  $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$  со статистической значимостью 4,4 стандартных отклонения. Вычислено отношение парциальной ширины канала  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$  к парциальной ширине распада  $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ :

$$R_{\psi\gamma} = \frac{BR(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{BR(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)} = 2,46 \pm 0,64 \pm 0,29,$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Данное измерение имеет лучшую на сегодня точность и сравнимо с результатами экспериментов BaBar и Belle. Результат измерения отношения  $R_{\psi\gamma}$  находится в согласии с теоретическими моделями чистого чармония [18, 19, 20, 21, 22] и моделями смеси  $D\bar{D}^*$ -молекулы и чармония [21, 24]. Полученный результат исключает ряд предсказаний для чистой молекулярной модели состояния  $X(3872)$  [25, 26, 27]. Однако в работе [28] делается акцент на невозможность однозначного вывода о доле чармониевой и молекулярной компонент в состоянии  $X(3872)$  из-за больших теоретических неопределенностей.

**В шестой главе** представлены исследования по изучению тяжелого чармония, а именно  $B_c^+$ -мезона. Физика  $B_c^+$ -мезонов представляет особый интерес, так как это единственный мезон, состоящий из двух тяжелых кварков. Самый тяжелый мезон распадается или через механизм слабого взаимодействия, когда или  $c$ -кварк, или  $\bar{b}$ -кварк участвуют в распаде, или через реакции слабой аннигиляции. Несмотря на то что  $B_c^+$ -мезон был открыт в 1998 году международным сообществом CDF [29], на момент запуска БАК было известно всего несколько каналов распадов этой частицы [30].

**В первой части шестой главы** описывается анализ по поиску распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  и измерению отношения парциальных ширин распадов  $BR(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+)/BR(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+)$ , который выполнен с

использованием данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных соударениях с энергиями пучков 7 и 8 ТэВ, отвечающих интегральной светимости 3 фб<sup>-1</sup>. Распад  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  и нормировочный канал  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  восстанавливались, используя димюонный распад  $J/\psi$ -мезона. В анализе использовались одинаковые критерии отбора для обоих каналов, за исключением дополнительных требований на реконструкцию каонов для сигнального распада.

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных и нормировочном каналах для уменьшения систематических ошибок при измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

На рисунке 2 представлены распределения по инвариантной массе отобранных  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  кандидатов. Для определения количества сигнальных событий распределение аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. Для этого использовалась подгонка с помощью функции Гаусса. Комбинаторный фон описывался экспоненциальной функцией. Статистическая значимость сигнала определяется по формуле  $S = \sqrt{-2 \times \ln(L_B/L_{S+B})}$ , где  $L_{S+B}$  ( $L_B$ ) – вероятность, соответствующая гипотезе о том, что в распределении существует как сигнал, так и фон (только фон). Статистическая значимость данного сигнала составила  $6,3\sigma$ . В результате подбора параметров подгонки число событий в канале  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  было найдено равным  $2099 \pm 59$ .

В ходе анализа было сделано первое наблюдение распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ . Получено отношение парциальной ширины канала  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  к парциальной ширине распада  $B_c^+ \rightarrow \pi^+$ :

$$\frac{B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+}{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+} = 0,53 \pm 0,10 \pm 0,05,$$

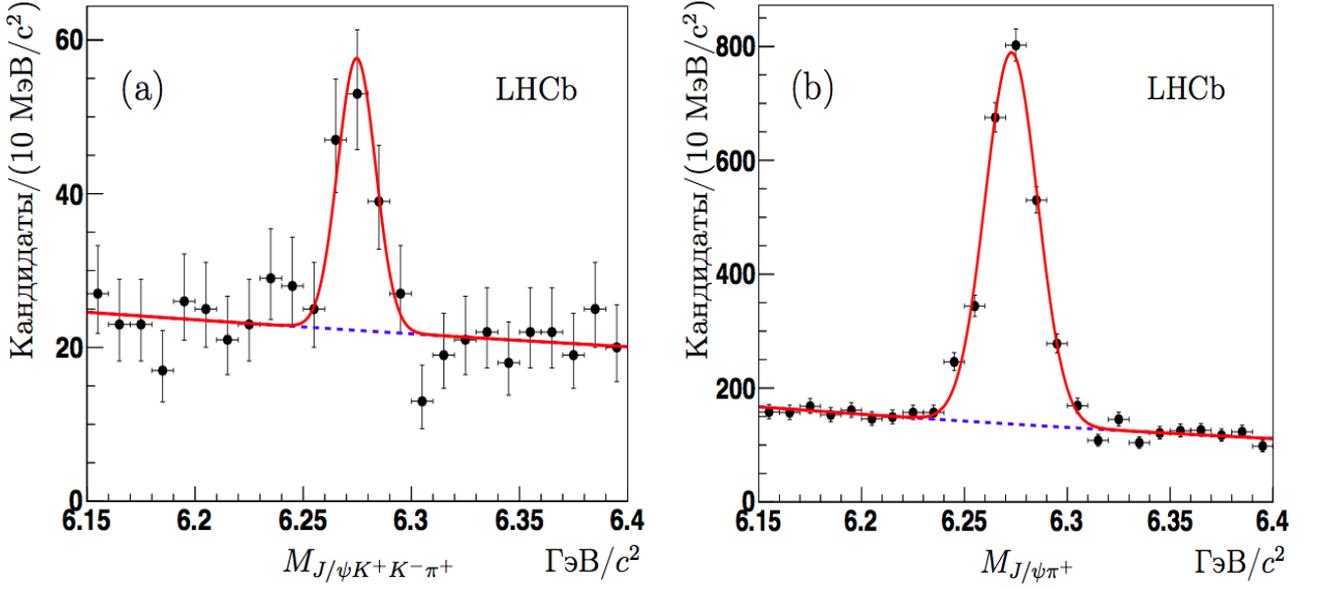


Рисунок 2 – Распределение инвариантной массы в распадах  
(a)  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  и (b)  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Наибольший вклад в распад  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$  дает распад  $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^{\bar{*}0} K^+$ . Измеренное значение отношений парциальных ширин распадов находится в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями [31].

**Во второй части шестой главы** описывается анализ по поиску распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$  и измерению отношения парциальных ширин распадов  $BR(B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-)/BR(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+)$ , который выполнен с использованием данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных соударениях с энергиями пучков 7 и 8 ТэВ, отвечающих интегральной светимости 3 фб<sup>-1</sup>. Распад  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$  и нормировочный канал  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  восстанавливались, используя димюонный распад  $J/\psi$ -мезона. В анализе использовались одинаковые критерии отбора для обоих каналов.

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Критерии отбора выбраны одинаковыми в сигнальных и нормировочных каналах для уменьшения систематических ошибок при измерении отношений парциальных ширин. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения

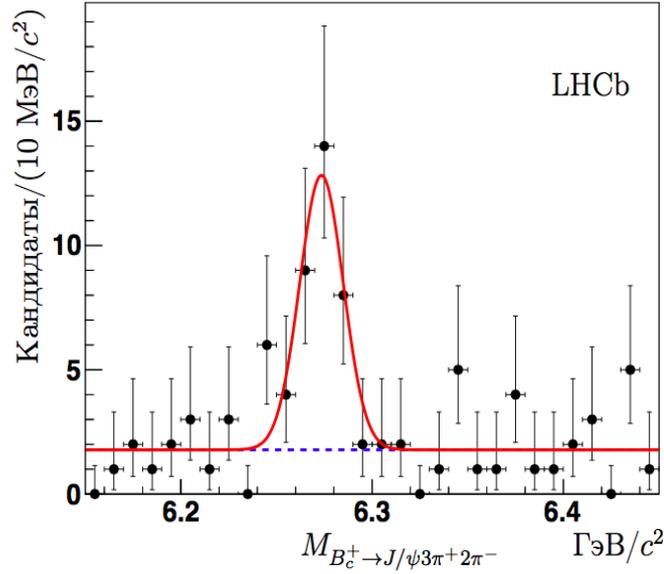


Рисунок 3 – Распределение инвариантной массы распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$

полученных результатов.

На рисунке 3 представлено распределение по инвариантной массе отобранных  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$  кандидатов. Для определения количества сигнальных событий распределение аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. Для этого использовалась подгонка с помощью функции Гаусса. Комбинаторный фон описывался константой. Статистическая значимость сигнала определялась по формуле  $S = \sqrt{-2 \times \ln(L_B/L_{S+B})}$ , где  $L_{S+B}$  ( $L_B$ ) – вероятность, соответствующая гипотезе о том, что в распределении существует как сигнал, так и фон (только фон). Статистическая значимость данного сигнала составила  $4,5\sigma$ .

В ходе анализа было сделано первое свидетельство распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$  со статистической значимостью  $4,5$  стандартных отклонения. Получено отношение парциальной ширины канала  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$  к парциальной ширине распада  $B_c^+ \rightarrow \pi^+$ :

$$\frac{B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+} = 1,74 \pm 0,44 \pm 0,24,$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Измеренное значение отношений парциальных ширины распадов находится в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями [32], лежащими в

диапазоне  $0,95 - 1,1$ . Этот результат также согласуется с аналогичными измерениями в распадах  $B^0$ - и  $B^+$ -мезонов.

**В седьмой главе** представлены исследования по поиску новых редких распадов  $\Lambda_b^0$ -барионов с  $S$ -волновым чармонием в конечном состоянии. К таким состояниям относятся  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезоны. Анализ по поиску новых распадов  $\Lambda_b^0$ -барионов был выполнен с использованием данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных соударениях с энергиями пучков 7 и 8 ТэВ, отвечающих интегральной светимости 3 фб<sup>-1</sup>. Распады  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-pK^-$  и нормировочный канал  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$  восстанавливались, используя каналы  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  и  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . В анализе использовались одинаковые критерии отбора для восстановления всех каналов, за исключением дополнительных требований на реконструкцию двух пионов для каналов  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-pK^-$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$  с последующим распадом  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ .

В ходе изложения анализа описана методика выделения распадов, которая основывается на отборе сигнальных кандидатов с помощью наложения кинематических ограничений и использования требований идентификации вторичных частиц. Приведены наблюдаемые сигналы, основные характеристики и выполнен ряд проверок для подтверждения полученных результатов.

На рисунке 4 представлены распределения по инвариантной массе отобранных  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)[\rightarrow \mu^+\mu^-]pK^-$  кандидатов, а также кандидатов для нормировочного канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ . Для определения количества сигнальных событий распределение аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. Для этого использовалась подгонка с помощью модифицированной функции Гаусса [9], уширяющие параметры  $(\alpha_L, \alpha_R)$  которой были взяты из математического моделирования. Для описания комбинаторного фона использовалось произведение экспоненциальной и линейной функций.

В результате анализа впервые были восстановлены каналы распадов  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-pK^-$ . Используя два канала распада  $\psi(2S)$ -мезона ( $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ ), было

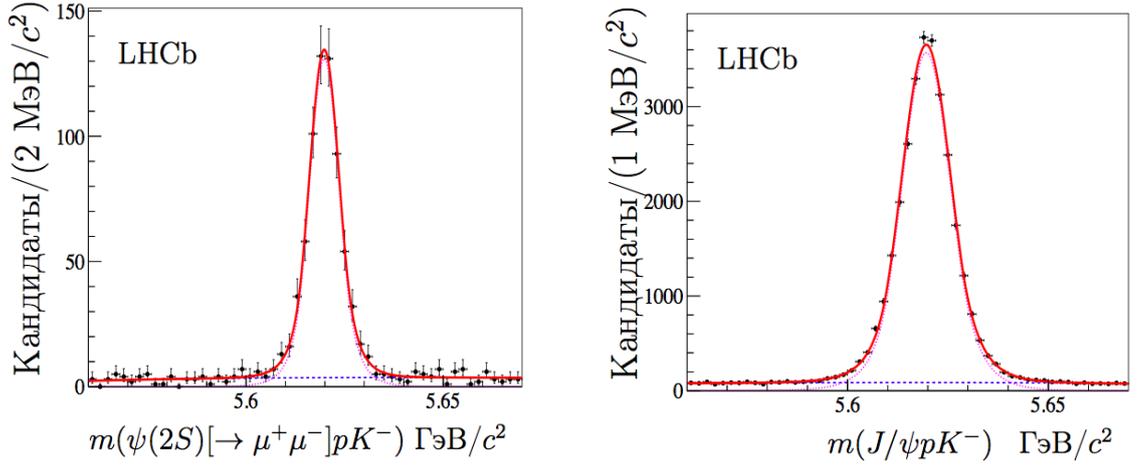


Рисунок 4 – Распределение инвариантной массы отобранных кандидатов в каналах  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)[\rightarrow \mu^+ \mu^-] p K^-$

получено усредненное значение отношения парциальной ширины распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$  к парциальной ширине распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ , которое составило значение

$$R^{\psi(2S)} = \frac{BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-)}{BR(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-)} = (20, 70 \pm 0, 76 \pm 0, 46 \pm 0, 37) \times 10^{-2},$$

где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, а третья ошибка связана с неопределенностью в определении парциальных ширин диэлектронной моды распадов  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов и парциальной ширины распада  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ . Отношение парциальной ширины канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$  к парциальной ширине распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$  равно

$$R^{J/\psi \pi^+ \pi^-} = \frac{BR(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-)}{BR(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-)} = (20, 86 \pm 0, 96 \pm 1, 34) \times 10^{-2},$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая.

Из двух независимых измерений отношений  $R^{\psi(2S)}$  через разные каналы распадов  $\psi(2S)$ -мезона было вычислено отношение парциальных ширин распадов  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ :

$$\frac{BR(\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{BR(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)} = (2, 30 \pm 0, 20 \pm 0, 12 \pm 0, 01) \times 10^{-2},$$

где третья ошибка отражает неточность в знании парциальной ширины распада  $BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  [3]. Это самое точное на сегодняшний день измерение этого отношения.

Используя каналы распадов  $\Lambda_b^0$ -бариона  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$  и результат в исследовании канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda^0$ , была измерена масса  $\Lambda_b^0$ -бариона (в МэВ/ $c^2$ ):

$$M(\Lambda_b) = 5619, 65 \pm 0, 16 \pm 0, 14,$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Данное измерение массы является самым точным на сегодняшний день измерением массы адрона, содержащего  $b$ -кварк.

**В заключении** представлены основные результаты диссертационной работы.

## Основные публикации по теме диссертации

Статьи, удовлетворяющие требованиям ВАК

1. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Evidence for the decay  $B^0 \rightarrow J/\psi \omega$  and measurement of the relative branching fractions of  $B_s^0$  meson decays to  $J/\psi \eta$  and  $J/\psi \eta'$ , Nucl. Phys., B867 (2013) 547;
2. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Study of  $\eta - \eta'$  mixing from measurement of  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi \eta'$  decay rates, JHEP, 1501 (2015) 024;
3. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Observation of  $B_s^0 \rightarrow \psi(2S) \eta$  and  $B_{(s)}^0 \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^-$  decays, Nucl. Phys., B871 (2013) 403;
4. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Measurement of the branching fractions and  $CP$  asymmetries of  $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  and  $B^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$  decays, Phys. Rev.,

- D85 (2012) 091105(R);
5. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Measurement of relative branching fractions of  $B$  decays to  $\psi(2S)$  and  $J/\psi$  mesons, Eur. Phys. J., C72 (2012) 218;
  6. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Observation of the  $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$  decay and study of  $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$  decays, Nucl. Phys., B874 (2013) 663;
  7. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Evidence for the decay  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ , Nucl. Phys., B886 (2014) 665;
  8. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Observation of the decay  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ , JHEP, 1311 (2013) 094;
  9. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Evidence for the decay  $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ , JHEP, 1405 (2014) 148; 2;
  10. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, Observation of  $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$  and  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- pK^-$  decays and a measurement of the  $\Lambda_b^0$  baryon mass, JHEP, 1605 (2016) 13;
  11. A. Augusto Alves ... V. Egorychev... *et al.*, The LHCb Detector at the LHC, JINST, 3 (2008) S08005;
  12. R. Aaij ... V. Egorychev... *et al.*, LHCb Detector Performance, Int. J. Mod. Phys., A30, №07 (2015) 1530022;
  13. C. Abellan Beteta ... V. Egorychev... *et al.*, Time alignment of the front end electronics of the LHCb calorimeters, JINST, vol.7 (2012) 08020;
  14. А.В. Арефьев... В.Ю. Егорычев ... *и др.*, Изучение светосбора в калориметрах типа «шашлык», Приборы и тех-ка эксперимента, № 4 (2008) 25;
  15. И.М. Беляев, Д.Ю. Голубков, В.Ю. Егорычев, Д.В. Саврина, Калибровка электромагнитного калориметра методом восстановления инвариантной массы нейтральных пи-мезонов, Приборы и тех-ка эксперимента, № 1 (2014) 46;

16. И.М. Беляев, Е.М. Говоркова, В.Ю. Егорычев, Д.В. Саврина, Изучение эффективности реконструкции и отбора фотонов и нейтральных пионов в эксперименте LHCb, Вестн. Моск. ун-та, Сер. 3. Физ. Астрон., № 6 (2015) 68;
17. В.Ю. Егорычев, И.М. Беляев, Физика  $B_c$ -мезонов в эксперименте LHCb, Ядерная физика, том 78, № 11 (2015) 1027;
18. С.М. Поликарпов, И.М. Беляев, В.Ю. Егорычев, Д.В. Саврина, Изучение  $\eta - \eta'$  смешивания в распадах  $B$ -мезонов на LHCb, Ядерная физика, том 79, № 2 (2016) 177;
19. И.О. Поляков, И.М. Беляев, В.Ю. Егорычев, Изучение экзотических состояний чармония на LHCb, Ядерная физика, том 78, № 11 (2015) 1032;

#### Прочие работы

20. В.Ю. Егорычев, Выборочные результаты эксперимента LHCb, Ядерная физика, том 76, доп. номер (2013) 50;
21. И.М. Беляев, В.Ю. Егорычев, Исследования тяжелых кварков в протон-протонных столкновениях на детекторе LHCb, Ядерная физика, том 76, доп. номер (2013) 113;
22. V. Egorychev, LHCb: First results, PoS QFTHEP201 (2010) 005;
23. V. Egorychev, Search for new physics in rare  $B$  decay at LHCb, Proceedings of 13th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (2007) 91,

#### **Список цитируемой литературы**

1. *Kobayashi M. and Maskawa T.*, Prog. Theor. Phys. 1973. **49**, 652;  
*Cabibbo N.*, Phys. Rev. Lett. 1963 **10**, 531.
2. *Кобаяси М.*, // УФН 2009. **179**. 1312.
3. *Olive K.A. et al.*, // Chin. Phys. 2014. **C38**. 090001.

4. *Быков А.А, Дремин И.М., Леонидов А.В.*, // УФН 1984. **143**. 3.
5. *LHCb Collab. (Alves A. et al.)*, // JINST 2008. **3**. S. 08005.
6. *Fleischer R., Kneggens R. and Ricciardi G.*, // Eur. Phys. J. 2011. **C71**. 1798.
7. *Donatto C.Di, Ricciardi G. and Bigi I.*, // Phys. Rev. 2012. **D85**. 013016.
8. *Datta A., Lipkin H.J. and O'Donnell P.J.*, // Phys. Lett. 2002. **B529**. 93.
9. *Skwarnicki T.*, // DESY-F31-86-02.
10. *Chang M.-C.*, et al., // Phys. Rev. Lett. 2007. **98**. 131803.
11. *Aaij R.*, et al., // Nucl. Phys. 2013. **B867**. 547.
12. *Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Ivanov M.A. and Liptaj A.*, // Phys. Rev. 2013. **D87**. 074201.
13. *Colangelo P., De Fazio F. and Wang W.*, // Phys. Rev. 2011. **D83**. 094027.
14. *Faustov R.N. and Galkin V.O.*, // Eur. Phys. J. 2013. **C73**. 2593.
15. *Bhardwaj V.*, et al., // Phys. Rev. 2008. **D78**. 051104.
16. *Nakamura K.*, et al., // J. Phys. 2010. **G37** 075021.
17. *Aubert B.*, et al., // Phys. Rev. Lett. 2009. **102**. 132001.
18. *Barnes T., Godfrey S., Swanson E.S.*, // Phys. Rev. 2005. **D72**. 054026.
19. *Barnes T., Godfrey S.*, // Phys. Rev. 2004. **D69**. 054008.
20. *Li B.-Q., Chao K.-T.*, // Phys. Rev. 2009. **D79**. 094004.
21. *Badalin A.M., Orlovsky V.D., Simonov Y.A., Bakker B.L.G.*, // Phys. Rev. 2012. **D85**. 114002.
22. *Wang T.-M., Wang G.-L.*, // Phys. Lett. 2011. **B697**. 3.
23. *De Fazio F.*, // Phys. Rev. 2009. **D79**. 054015.

24. *Eichten E.-J., Lane K. and Quigg C.*, // Phys. Rev. 2006. **D73**. 014014.
25. *Swanson E.S.*, // Phys. Lett. B. 2004. **588**. 189.
26. *Dong Y., Faessler A., Gutsche T. and Lyubovitskij V.E.*, // J. Phys. 2011. **G38**. 015001.
27. *Ferretti J. and Galata G.*, // arXiv:1401.4431.
28. *Guo K.-K. et al.*, // Phys. Lett. 2015. **B742**. 394.
29. *Abe F. et al.*, // Phys. Rev. Lett. 1998. **81**. 2432;  
*Abe F. et al.*, // Phys. Rev. 1998. **D58**. 112004.
30. *Aaltonen T. et al.*, // Phys. Rev. Lett. 2008. **100**. 182002;  
*Abazov V.M. et al.*, // Phys. Rev. Lett. 2008. **101**. 012001.
31. *Luchinsky A.V.*, // arXiv:1307.0953
32. *Luchinsky A.V.*, // Phys. Rev. 2012. **D86**. 074024.