

На правах рукописи

**Турчихин Семён Михайлович**

**Распады  $B_c^+$  мезона и поиск редкого распада  
 $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  в эксперименте ATLAS**

Специальность 01.04.16 —  
«физика атомного ядра и элементарных частиц»

**Автореферат**  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2016

Работа выполнена на кафедре общей ядерной физики физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»

Научный руководитель: **Смирнова Лидия Николаевна**,  
доктор физико-математических наук,  
профессор кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова

Официальные оппоненты: **Егорычев Виктор Юрьевич**,  
кандидат физико-математических наук,  
директор ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» НИЦ «Курчатовский институт»

**Лыкасов Геннадий Иванович**,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Лаборатория ядерных проблем ОИЯИ,  
начальник сектора

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Защита состоится \_\_\_\_\_ 2016 г. в \_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.77 на базе Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5 («19 корпус НИИЯФ МГУ»), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ и на веб-сайте <http://www.sinp.msu.ru/ru/dissertations/24480>.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2016 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 501.001.77,  
доктор физико-математических  
наук, профессор

С. И. Страхова

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы диссертации

Стандартная модель (СМ) является теорией, лежащей в основе современной физики элементарных частиц. Она согласованным образом описывает сильные и электрослабые взаимодействия частиц. Последним её подтверждением стало открытие в 2012 г. в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере (БАК) частицы, свидетельствующей о проявлении нарушения электрослабой симметрии, которое придаёт массы фундаментальным частицам СМ, — бозона Хиггса [1, 2]. Его измеренные характеристики находятся в согласии с предсказаниями теории. Однако имеется ряд указаний на ограниченную применимость СМ и существование новой физики за её пределами. Среди них — проблема иерархии, состоящая в неустойчивости вычислений массы бозона Хиггса, отсутствие кандидатов частиц тёмной материи, неспособность объяснить существующее преобладание вещества над антивеществом во Вселенной. Существуют теоретические модели, расширяющие СМ и решающие указанные проблемы. Многие из них, в частности, суперсимметричные расширения СМ, предсказывают существование новых частиц, которые могут быть обнаружены при энергиях БАК. Поэтому точная проверка предсказаний СМ и поиск физики за её пределами является приоритетной задачей экспериментов на БАК.

Перспективным способом поиска новой физики в ускорительных экспериментах является исследование свойств адронов, содержащих тяжёлые  $b$ - и  $c$ -кварки (часто эта область обобщённо называется  $B$ -физикой). В связи с тем, что их массы превышают величину размерного масштабного параметра  $\Lambda$  в квантовой хромодинамике (КХД) — характерного энергетического масштаба конфайнмента кварков в адронах, их характеристики могут быть рассчитаны с использованием пертурбативных методов КХД и других эффективных моделей. Новые частицы, предсказываемые рядом расширений СМ, могут давать вклады в амплитуды распадов тяжёлых адронов. Эти вклады могут особенно сильно проявляться, например, в редких распадах  $b$ -адронов в виде расхождения их парциальных ширин с предсказаниями СМ, или в угловых распределениях конечных частиц в распадах. Присутствие новой физики также может изменять параметры CP-нарушения в распадах  $b$ -адронов. Таким образом, косвенный поиск новой физики путём измерения их характеристик может принести положительный результат даже в случае, если массы новых частиц окажутся слишком большими для их прямого рождения и детектиро-

вания в ускорительных экспериментах. Кроме того, изучение характеристик распадов  $b$ -адронов само по себе представляет интерес с точки зрения проверки границ применимости подходов и моделей КХД, используемых для их вычисления.

Преимущество экспериментов на БАК для исследований в области В-физики состоит в большой величине сечения рождения  $b$ -кварков и в возможности рождения всех их связанных состояний: мезонов  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s^0$  и  $B_c^+$ , их возбуждённых состояний, а также прелестных барионов.

Установка ATLAS является детектором общего назначения, и В-физика входит в число его приоритетных задач. Высокая светимость коллайдера и множественность наложенных протонных взаимодействий накладывают жёсткие требования на эффективность триггерного отбора событий для таких исследований. Особенно важно сохранять высокую эффективность отбора в условиях растущей светимости, достигавшей  $7.7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в прошедшем сеансе работы в 2010–2012 гг. при планируемой величине до  $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в новом сеансе, начавшемся в 2015 г.

Мезон  $B_c^+$  является единственной известной слабо распадающейся частицей, состоящей из двух тяжёлых кварков, и таким образом представляет собой уникальный инструмент изучения их динамики. Его изучение фактически стало возможно только на адронных коллайдерах, т. к. его рождение на В-фабриках, в экспериментах Belle и BaBar, было невозможно из-за его большой массы, а поиски мезона в экспериментах на коллайдере LEP не увенчались успехом. Он был открыт в 1998 г. в эксперименте CDF на ускорителе Тэватрон [3]. Однако сечение рождения  $B_c^+$ -мезона там было невелико, и его свойства были изучены слабо. Так, наблюдались только два канала распада:  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \mu^+ \nu_\mu X$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ . Вместе с тем существует ряд надёжных теоретических предсказаний характеристик его распадов, сечений рождения и спектров возбуждённых состояний (см. напр. обзоры [4, 5]). Это обуславливает актуальность более детального изучения частицы на БАК, где сечение его рождения и доступная статистика существенно выше.

Только в 2012 г. стали появляться первые результаты по наблюдению и измерению парциальных ширин новых каналов распада  $B_c^+$ -мезона в экспериментах на БАК. Значительная часть этих результатов получена в эксперименте LHCb. Однако геометрия этого детектора позволяет производить измерения только в передней области при значениях псевдобыстроты  $2 < \eta < 5$ . Геометрия многоцелевых детекторов ATLAS и CMS покрывает центральную область псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$ . Таким образом, исследование свойств  $B_c^+$ -

мезона на этих установках даёт возможность как для независимой проверки результатов эксперимента LHCb и достижения лучшей точности при комбинировании результатов, так и для измерений в недоступной ему кинематической области.

Распады  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$  на кварковом уровне представляют переход  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$  и являются первыми наблюдавшимися распадами  $B_c^+$ -мезона такого типа. Их свойства рассматриваются в рамках ряда моделей и подходов КХД, а также предоставляют средство проверки гипотезы факторизации путём сравнения с аналогичными распадами более лёгких  $B$ -мезонов.

Редкие распады  $b$ -адронов, включающие переход  $b \rightarrow sl^+\ell^-$ , в рамках СМ описываются петлевыми диаграммами, в результате чего вероятность этих распадов сильно подавлена. Их характеристики чувствительны к проявлениям новой физики и могут существенно отклоняться от предсказаний СМ, если одна из расширяющих её теорий реализуется в природе.

Важнейшим из таких распадов является распад  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Его относительная парциальная ширина с хорошей точностью вычисляется в СМ. Однако во многих её расширениях, в частности, в ряде суперсимметричных моделей с расширенным хиггсовским сектором при высоких значениях отношения вакуумных средних двух хиггсовских полей, параметра  $\tan\beta$ , предсказываемые значения могут существенно отличаться от расчётов в СМ. Таким образом установление пределов на ширину этого распада позволяет ограничить спектр возможных параметров таких моделей.

До начала работы БАК наблюдение этого распада находилось за пределами чувствительности экспериментов; лучшие верхние ограничения, устанавливаемые на его ширину, на порядок превосходили предсказания СМ. Эксперименты на БАК позволяют установить более строгие ограничения на эту величину, а при анализе полного набора данных, набранных в 2011–2012 гг., — наблюдать распад, если его ширина находится на уровне, предсказываемом СМ.

## **Цели и задачи исследования**

Необходимым условием для проведения исследований  $b$ -адронов в эксперименте ATLAS является стабильная и эффективная работа триггера, осуществляющего отбор событий для физического анализа. В связи с этим важной задачей данной работы было создание и поддержка программного обеспечения триггера В-физики и лежащего в его основе мюонного триггера, ответственных за отбор распадов  $b$ -адронов. Требовалось разработать новый

алгоритм отбора распадов  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  (где пара мюонов может быть рождена как непосредственно в полулептонном распаде  $b$ -адрона, так и через промежуточные резонансные состояния) с полной реконструкцией конечного состояния, необходимость в котором возникла с ростом светимостью БАК, когда традиционные алгоритмы, основанные на отборе пары мюонов, стали давать неприемлемо высокие потоки событий.

Основной физической задачей исследования было обнаружение сигналов распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$  в данных эксперимента ATLAS и измерение их парциальных ширин и доли поперечной поляризации в распаде  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ .

Также в цели работы входило установление верхнего предела на относительную парциальную ширину распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Конкретной задачей, решаемой в рамках этого исследования, была оценка величины вклада фоновых событий от распадов  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ , где  $h$  — заряженные пионы или каоны. Оценка была использована при оптимизации отбора событий и самом определении верхнего предела.

## Научная новизна

Первый сеанс работы БАК в 2009–2013 гг. — т.н. сеанс Run 1 — предоставил возможность изучения процессов рождения тяжёлых адронов при недостижимых ранее энергиях соударений протонов ( $pp$ -соударений) 7 и 8 ТэВ. Триггер В-физики эксперимента ATLAS показал эффективную и стабильную работу в условиях высокой светимости до  $7.7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и множественности наложенных протонных взаимодействий до 40. Впервые в ATLAS была разработана и использована методика полной реконструкции конечного состояния ряда эксклюзивных распадов  $b$ -адронов с использованием треков, реконструированных во внутреннем детекторе, на этапе триггерного отбора.

Впервые в эксперименте ATLAS проведена полная реконструкция эксклюзивного распада  $b$ -адрона с 5-частичным конечным состоянием и двумя смещёнными вершинами —  $B_c^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) D_s^+(K^+ K^- \pi^+)$ . Представлено первое в этом эксперименте измерение парциальных ширин распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ , а также поляризации дочерних частиц во втором из них. При этом впервые для разделения поперечно и продольно поляризованных компонент использовалось двухмерное фитирование массы кандидатов  $J/\psi D_s^+$  и угла спиральности  $J/\psi$ -мезона, которое позволило существенно

увеличить точность измерения по сравнению с одномерным массовым фитированием, использовавшимся ранее в аналогичном анализе.

Ограничение на величину относительной парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  с использованием данных эксперимента ATLAS, соответствующих интегральной светимости  $4.9 \text{ фб}^{-1}$ , было получено до опубликования результата коллаборации CMS на полной статистике сеанса Run 1 ( $25 \text{ фб}^{-1}$ ) по измерению этой величины.

## Достоверность

Достоверность полученных в работе результатов определяется стабильностью функционирования всех подсистем детектора ATLAS в период набора данных, проведением необходимых калибровочных измерений, использованием в анализе стандартного программного обеспечения ATLAS, в том числе средств реконструкции событий и моделирования детектора, и современных пакетов математического моделирования методом Монте-Карло физических процессов. Результаты находятся в согласии с аналогичными измерениями в других экспериментах. Так, измеренные характеристики распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$  согласуются с результатами аналогичного измерения эксперимента LHCb. Установленный верхний предел на величину относительной парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  подтверждается данными экспериментов LHCb и CMS.

## Практическая полезность

Триггер В-физики используется при проведении почти всех физических анализов В-физики в ATLAS. В частности, разработанные алгоритмы триггерного отбора топологии распадов  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  применяются при анализе распада  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}$  на полном наборе данных сеанса Run 1. Они работают в новом сеансе, начавшемся в 2015 г. — т.н. сеансе Run 2, где могут в дальнейшем применяться при исследованиях как редких полулептонных распадов  $b$ -адронов, так и распадов в  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезоны с парой мюонов в конечном состоянии.

Разработанная в ходе анализа распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$  методика реконструкции и отбора кандидатов важна для дальнейшего поиска и измерения характеристик полулептонных распадов  $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- D_s^{(*)+}$ , которые представляют непосредственный интерес с точки зрения поиска физики за пределами СМ. Сходная методика может быть использована для реконструкции аналогичных распадов с мезонами  $D^+$  и  $D^{*+}$  в конечном состоянии.

Оценки вероятности ложной реконструкции адронных треков как мюонов в детекторе, полученные в ходе анализа по поиску распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , могут быть при определённых допущениях использованы в ряде физических задач при исследовании вкладов фоновых процессов, а предложенная методика может быть применена для более точных оценок этих вероятностей применительно к конкретным условиям задачи. Так, она используется в текущем анализе по измерению относительной парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  на полной статистике Run 1 в эксперименте ATLAS.

Установленный верхний предел на величину относительной парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  позволил ограничить область параметров ряда моделей новой физики, таких как суперсимметричные модели с расширенным хиггсовским сектором, расширения СМ с 4-мя поколениями фермионов и др.

### **Автор защищает:**

1. Методику триггерного отбора событий, содержащих распады  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ , с полной реконструкцией отдельных распадных топологий с использованием информации об адронных треках во внутреннем детекторе ATLAS.
2. Метод реконструкции и отбора распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ , а также нормировочного распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  в данных эксперимента ATLAS.
3. Измерение отношений парциальных ширин распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$  к ширине нормировочного распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  и доли поперечной поляризации в распаде  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ .
4. Методику оценки вклада фоновых событий с распадами  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$  при поиске распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .
5. Верхний предел на величину относительной парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , установленный в результате анализа данных эксперимента ATLAS, соответствующих интегральной светимости  $4.9 \text{ фб}^{-1}$ .

### **Личный вклад диссертанта**

Диссертант принимал активное участие в работе группы В-триггера эксперимента ATLAS. В частности, им был разработан программный алгоритм триггерного отбора топологий распадов  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  с полной реконструкцией конечного состояния. Он осуществлял поддержку программного обеспечения триггера В-физики и сопутствующей инфраструктуры во время сеанса



Run 1 в 2012–2013 гг., а также в процессе подготовки и во время сеанса Run 2 в 2014–2015 гг. С октября 2014 г. диссертант занимает позицию заместителя координатора группы В-триггера.

Диссертантом был проведён физический анализ данных по измерению парциальных ширин распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ . Им непосредственно выполнены все этапы работы: разработка методики реконструкции распадов, подготовка модельных наборов данных с использованием метода Монте-Карло, поиск оптимальных критериев отбора событий, фитирование отобранных кандидатов и измерение парциальных ширин с использованием нормировочного распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ , оценка систематических неопределённостей.

Диссертант активно участвовал в работе над анализом по поиску редкого распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . В частности, он провёл оценку вклада резонансных источников фона от распадов  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ , которая затем была использована при оптимизации критериев отбора сигнальных событий и установлении верхнего предела на относительную парциальную ширину распада.

Кроме того, диссертант участвовал в сменных дежурствах по обеспечению функционирования детектора ATLAS: дежурствах по общему мониторингу качества данных и контролю функционирования триггера В-физики.

### Апробация работы и публикации

Материалы диссертации опубликованы в 9 работах, из которых 5 статей удовлетворяют требованиям ВАК (в том числе 3 статьи в периодических научных изданиях, включённых ВАК в перечень ведущих рецензируемых научных журналов, и 2 статьи в журналах, индексируемых в международных базах Web of Science и Scopus).

Текущие результаты работы многократно обсуждались на рабочих совещаниях коллаборации ATLAS и совещаниях российских групп — участников эксперимента. Результаты докладывались автором на следующих конференциях и школах:

1. 19-й международный семинар «Нелинейные явления в сложных системах» (17–20 апреля 2012 г., Минск, Белоруссия);
2. Международная сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (12–16 ноября 2012 г., МИФИ, Москва, Россия; 5–8 ноября 2013 г., ИФВЭ, Протвино, Московская обл., Россия);

3. XXI International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2013; 22—26 апреля 2013 г., Марсель, Франция);
4. The 2014 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2014; 18 июня — 1 июля 2014 г., Гардерен, Нидерланды);
5. 10th International Workshop on Heavy Quarkonium (Quarkonium 2014; 10—14 ноября 2014 г., CERN, Женева, Швейцария);
6. The Third Annual Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP 2015; 31 августа — 5 сентября 2015 г., С.-Петербург, Россия),

а также на научном семинаре ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ. Полученные автором результаты докладывались другими участниками коллаборации ATLAS на различных международных конференциях.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Её объём составляет 142 страницы, она включает 58 рисунков и 15 таблиц. Список литературы включает 178 наименований.

### **Содержание работы**

**Во введении** обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы цели и задачи исследования, раскрыты новизна работы и её практическая значимость, приведены основные положения, выносимые на защиту.

**В первой главе** даётся общая характеристика установки ATLAS на БАК. Описаны основные подсистемы детектора, триггер, приведены их технические характеристики. Также описана программная модель обработки данных, поступающих с детектора, и данных моделирования методом Монте-Карло. В конце главы описаны условия набора данных *pp*-соударений в течение первого сеанса работы БАК в 2010 – 2012 гг.

Большой адронный коллайдер представляет собой циклический ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, предназначенный для разгона и осуществления столкновений протонов, а также ионов свинца. Детектор ATLAS расположен в одной из точек пересечения пучков на кольце ускорителя. Установка имеет цилиндрическую форму, так что ось цилиндра совпадает с осью протонных пучков, обеспечивая тем самым  $4\pi$ -геометрию установки. Общий вид детектора схематично показан на рис. 1.

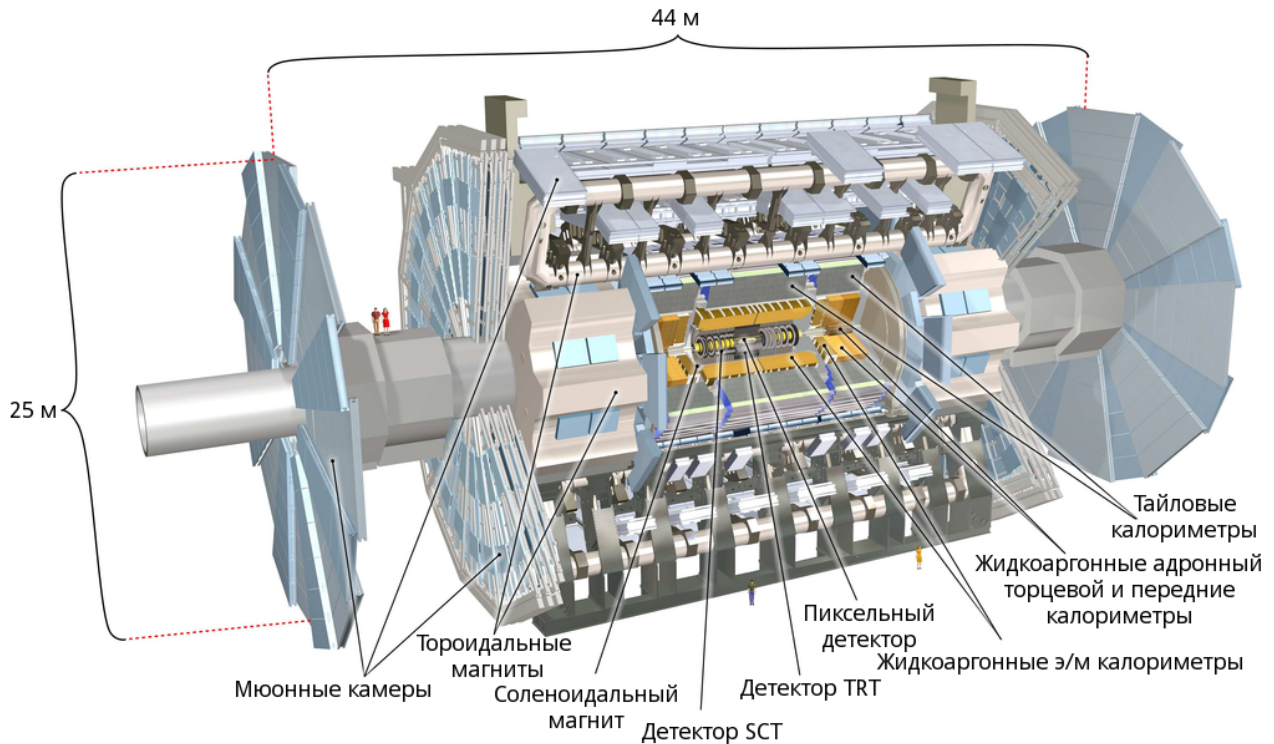


Рис. 1: Схематичный вид установки ATLAS. Показаны размеры детектора, отмечены отдельные подсистемы.

Детектирующие подсистемы детектора ATLAS включают трековый *внутренний детектор* (Inner Detector, ID), расположенный ближе всего к точке соударения пучков, систему *калориметров*, окружающих внутренний детектор, и *мюонный спектрометр* (Muon Spectrometer, MS), находящийся на периферии детектора.

*Внутренний детектор*, предназначен для реконструкции треков заряженных частиц, измерения их импульсов и реконструкции вершин. Он расположен внутри сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле величиной 2 Т, и состоит из трёх подсистем: кремниевых пиксельного детектора (Pixel Detector) и полупроводникового микрострипового детектора (Semiconductor Tracker, SCT) и газонаполненного трекового детектора переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT). Внутренний детектор покрывает область псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$ .

*Электромагнитный и адронный калориметры*, окружающие модули внутреннего детектора, предназначены для измерения энергий электронов, фотонов, адронных струй, а также недостающей энергии, уносимой нейтрино или другими гипотетическими слабо взаимодействующими частицами.

*Мюонный спектрометр* предназначен для идентификации мюонов, реконструкции их треков и прецизионного измерения импульсов. Он располо-

жен в поле, создаваемом тремя тороидальными магнитами. Наличие мюонов с определёнными характеристиками часто свидетельствует о наличии интересного с физической точки зрения процесса в данном событии, поэтому информация из мюонных камер используется триггером ATLAS. Мюонный спектрометр позволяет реконструировать треки мюонов в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2.7$ .

Мюонный спектрометр включает четыре типа газонаполненных камер. Мониторируемые дрейфовые трубки (Monitored Drift Tubes, MDT) и катодные полосковые камеры (Cathode Strip Chambers, CSC) служат для прецизионного измерения импульсов мюонов, тогда как камеры с резистивными пластинами (Resistive Plate Chambers, RPC) в цилиндрической части детектора ( $|\eta| < 1.05$ ) и тонкозазорные камеры (Thin Gap Chambers, TGC) в торцевой используются для триггерного отбора событий.

*Триггер* эксперимента ATLAS имеет трёхуровневую структуру. Триггер первого уровня (Level-1, L1) выполнен в виде электроники, а последующие триггер второго уровня (Level-2, L2) и фильтр событий (Event Filter, EF) представляют собой программные алгоритмы, выполняемые на вычислительных фермах. Каждый триггер следующего уровня производит дополнительный отсев событий, прошедших отбор на предыдущем.

Триггер первого уровня получает информацию от калориметров и мюонного спектрометра (камер RPC и TGC). Он осуществляет отбор сигнатур, характерных для тех или иных физических процессов: энергичных мюонов, адронных струй, электронов и фотонов,  $\tau$ -лептонов, распадающихся по адронным каналам, упущенной поперечной энергии или большой полной поперечной энергии. Триггер L1 позволяет снизить частоту отбираемых событий с номинальной частоты столкновения пучков (проектное значение 40 МГц, в сеансе Run 1 20 МГц) до 100 кГц.

Информация о событиях, прошедших отбор триггером L1, поступает со считывающей электроники детектора в систему съёма данных. Она используется алгоритмами триггера L2, а затем для событий, прошедших его отбор, производится т. н. построение события — формирование структуры данных определённого формата. После этого эти данные поступают на уровень триггера EF для принятия окончательного решения о записи события для постоянного хранения. Поток сохраняемых событий при этом снижается до величина порядка 1000 Гц.

Значительную часть 2010, 2011 гг. и весь 2012 г. коллайдер работал в режиме *pp*-соударений. Энергия в системе центра масс составляла

$\sqrt{s} = 7$  ТэВ в 2010 – 2011 гг. и 8 ТэВ в 2012 г. Пиковая светимость столкновений достигала  $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в 2010 г.,  $3.7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в 2011 г. и  $7.7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в 2012 г. Полная интегральная светимость, характеризующая статистику данных, набранных ATLAS в 2010, 2011 и 2012 гг., равнялась  $45 \text{ пб}^{-1}$ ,  $5.3 \text{ фб}^{-1}$  и  $21.7 \text{ фб}^{-1}$  соответственно.

При высоких светимостях возникал эффект наложенных  $pp$ -соударений, когда в одном столкновении сгустков протонов могло происходить несколько неупругих взаимодействий. Этот эффект приводит к увеличению числа родившихся в событии частиц, реконструированных первичных вершин и должен учитываться при анализе данных. Важной характеристикой условий набора данных является средняя множественность наложенных соударений, которая достигала 17 и 36 в 2011 и 2012 гг. соответственно.

**Вторая глава** содержит краткий обзор программы В-физики эксперимента ATLAS. Обосновывается актуальность исследований тяжёлых адронов в данном эксперименте, суммируются основные направления и результаты, полученные с использованием данных сеанса Run 1. Обсуждается состояние теоретического описания и экспериментальных измерений сечений рождения  $b$ -кварков, понимание которых важно как само по себе, так и применительно к оценкам их фонового вклада для других процессов при высоких энергиях и светимостях. Приведены модельные расчёты сечений рождения  $b$ -кварков при энергиях БАК, полученные с помощью программного пакета RUTHIA 6 с используемыми в эксперименте ATLAS настройками. В конце главы приводится более детальное описание подсистемы триггера В-физики эксперимента ATLAS и мюонного триггера, на котором он основан. В частности, описан алгоритм триггерного отбора топологий распадов  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ .

Программа В-физики эксперимента ATLAS включает изучение сечений рождения  $b$ -адронов, их спектроскопии, поиски и исследования редких распадов, прецизионные измерения эффектов CP-нарушения. Преимуществами детектора ATLAS в этой области являются высокие сечения исследуемых процессов при энергиях БАК,  $4\pi$ -геометрия, высокая интегральная светимость набираемых данных.

Триггер В-физики включает несколько алгоритмов, реализованных в триггере высокого уровня (как L2, так и EF). Основной из них опирается на выделение пары мюонов, обладающих инвариантной массой, соответствующей одной из искомым сигнатур (распады  $J/\psi(\psi(2S)) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), фитируемых в общую вершину. На рис. 2 показан спектр инвариантной массы пар мюонов, отбираемых такими триггерами.

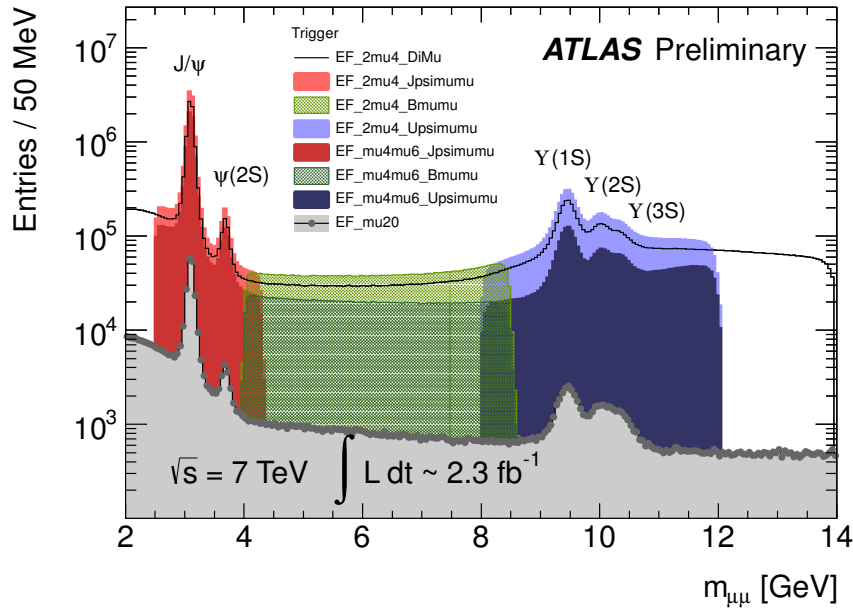


Рис. 2: Спектр инвариантных масс пар противоположно заряженных мюонов, отбираемых различными триггерами.

Для исследований полулептонных распадов  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  необходим отбор пары мюонов в массовом окне, покрывающем всю кинематически доступную в таких распадах область. Потоки отбираемых таким образом событий оказываются недопустимо высокими при светимостях, достигнутых в сеансе Run 1. Возникла необходимость в разработке более сложного алгоритма триггерного отбора таких событий для снижения этих потоков.

Это было достигнуто путём восстановления дополнительных треков во внутреннем детекторе и полной реконструкции кандидатов отдельных каналов полулептонных распадов в триггере HLT. Блок-схема разработанного алгоритма показана на рис. 3. Алгоритм комбинирует пару мюонных треков, отбираемых в достаточно широком массовом окне, с ещё одним или двумя треками. Производится фитирование общей вершины и накладываются условия на инвариантные массы комбинаций треков, соответствующие одному из четырёх каналов распада:  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$ ,  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \phi(K^+ K^-)$ ,  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}(K^+ \pi^-)$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda^0(p \pi^-)$  (в последнем случае из-за высокого времени жизни  $\Lambda^0$  фитируются две отдельные вершины пары мюонов и пары треков из распада  $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ ).

Эффективность отбора сигнальных событий в каналах распада  $B$ -мезонов с поперечным импульсом треков более 1 ГэВ<sup>1</sup> очень мало отличается от эффективности простого отбора пары мюонов без использования дополни-

<sup>1</sup>Здесь и далее используется система единиц с  $c = 1$ .

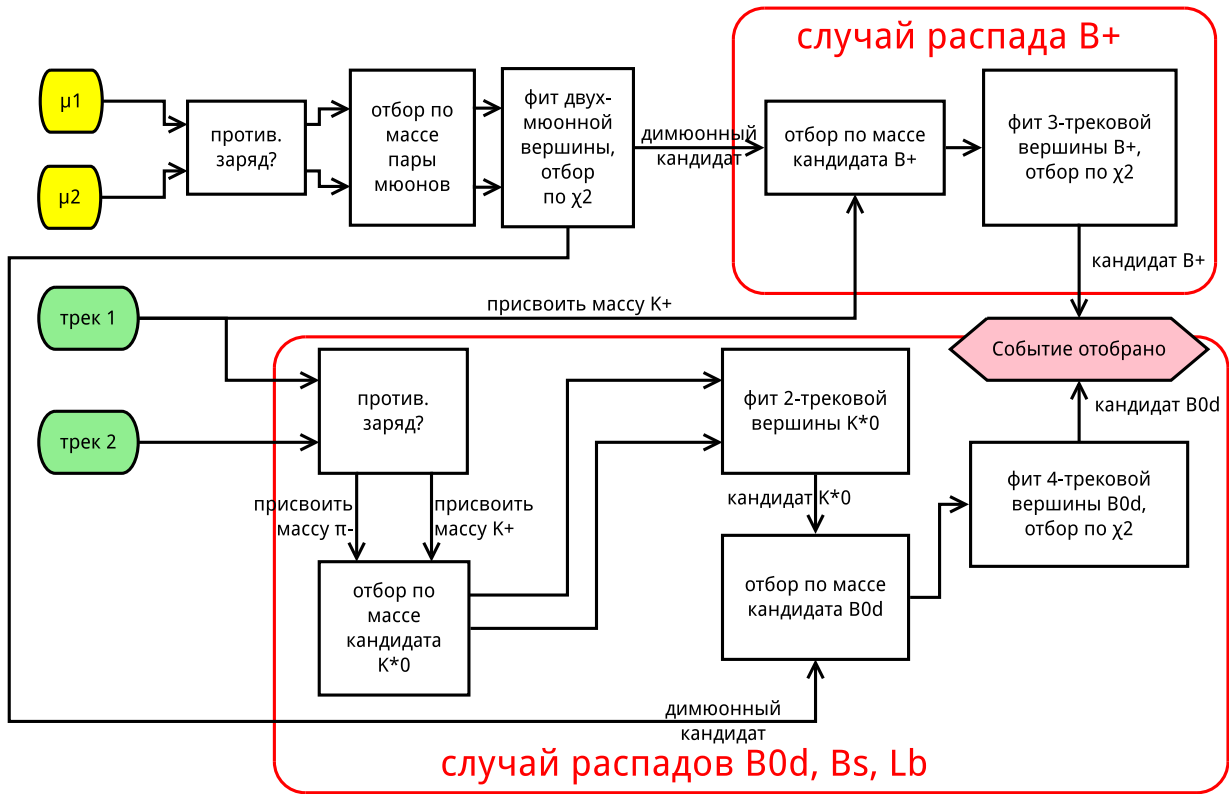


Рис. 3: Схема работы триггерного алгоритма  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ .

тельных треков (величина 1 ГэВ соответствует порогу реконструкции треков в HLT). Эффективность отбора в канале  $\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda^0$  существенно ниже, что вызвано низкой эффективностью реконструкции треков дочерних частиц распада  $\Lambda^0$ -гиперона, имеющих высокие прицельные параметры.

Использование разработанных алгоритмов позволило снизить потоки отбираемых событий до приемлемого уровня. Они были введены в отбор событий в середине 2012 г. В настоящее время эти триггеры используются в анализе угловых характеристик распада  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}$  на полном наборе данных Run 1.

Позднее алгоритмы триггера  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  были расширены на ещё одну топологию распадов —  $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- D_s^{(*)+} (K^+ K^- \pi^+)$ , для реконструкции которой пара мюонов аналогичным образом комбинируется с тремя дополнительными треками. Эти триггеры продолжают работу в сеансе Run 2 и будут использованы для анализа новых данных.

**В третьей главе** представлено исследование характеристик распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ , выполненное с использованием полного набора данных  $pp$ -соударений, набранных в эксперименте ATLAS в течение сеанса Run 1. В начале главы даётся теоретическая мотивация этого анализа. Затем описаны методы реконструкции и отбора этих распадов в экспериментальных данных ATLAS и измерения их парциальных ширины с

использованием нормировочного распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ , а также доли поперечной поляризации в распаде  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ . Приводится методика оценки различных систематических погрешностей измерения. Результаты измерения сравниваются с теоретическими предсказаниями и с аналогичными результатами эксперимента LHCb.

Сечения рождения  $B_c^+$ -мезона, характеристики его распадов и спектр возбуждённых состояний системы  $\bar{b}c$  рассматриваются в рамках ряда теоретических подходов, и соответствующие измерения в экспериментах на адронных коллайдерах способствуют улучшению понимания физики тяжёлых кварков. В теоретических вычислениях свойств распадов  $B_c^+$ -мезона необходимо учитывать возможность распада каждого из кварков, а также вклад аннигиляции. Так, распады в состояния чармония и  $D_s^{(*)+}$ -мезоны могут происходить через спектаторные и аннигиляционные диаграммы. Свойства распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  и  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$  рассматриваются в ряде теоретических работ [6–12]. Кроме того можно провести сравнение их с аналогичными характеристиками распадов лёгких  $B$ -мезонов.

Промежуточные резонансы в распадах реконструируются в каналах  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$ . Мезоны  $B_c^+$  и  $D_s^+$  обладают временем жизни порядка 0.5 пс, достаточным для формирования двух различных в детекторе вторичных вершин. Кандидаты распадов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  строятся путём комбинирования пяти треков кандидатов  $J/\psi$  и  $D_s^+$  и фитирования каскада из двух вершин. Мезон  $D_s^{*+}$  распадается в  $D_s^+$ -мезон и фотон либо нейтральный  $\pi$ -мезон, который в анализе не реконструируется.

$B_c^+$ -мезоны реконструируются в кинематической области  $p_T(B_c^+) > 15$  ГэВ и  $|\eta(B_c^+)| < 2.0$ . Отбор сигнальных событий направлен главным образом на подавление комбинаторного фона. Он основан на использовании кинематических характеристик треков, массовых окон промежуточных резонансов, качестве фитирования каскада вершин, удалённости распадных вершин друг от друга и от вершины рождения  $B_c^+$ -мезона, а также специальных угловых переменных.

Для кандидатов, прошедших отбор, проводится двухмерное фитирование распределений инвариантной массы  $J/\psi D_s^+$  и величины  $|\cos\theta'(\mu^+)|$ , где угол спиральности  $J/\psi$ -мезона  $\theta'(\mu^+)$  — угол между импульсами положительного мюона и кандидата  $D_s^+$  в системе покоя пары мюонов. Фит позволяет определить величины сигналов обоих распадов, а также долю поперечной поляризации дочерних частиц в распаде  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ , т. к. продольно ( $A_{00}$ ) и поперечно ( $A_{\pm\pm}$ ) поляризованные компоненты имеют разные формы рас-



пределений двух указанных переменных. Включение в фит угловой части существенно увеличивает чувствительность измерения поляризации.

Массовая и угловая проекции фита показаны на рис. 4. Статистическая значимость сигнала двух распадов оценивалась с помощью псевдоэкспериментов и составляет 4.9 стандартных отклонений.

Кандидаты нормировочного распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  реконструируются путём фитирования двух мюонных треков кандидата  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  в общую вершину с ещё одним треком. Критерии отбора по возможности приближены к отбору кандидатов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ , чтобы сократить систематические неопределённости при измерении отношений парциальных ширин этих распадов. На рис. 5 показано распределение массы  $J/\psi\pi^+$  и результаты его фитирования.

Отношения парциальных ширин исследуемых распадов к нормировочному вычисляются как отношения величин соответствующих сигналов, измеренных в ходе фитирования, скорректированных на аксептансы каждого из распадов и относительную парциальную ширину распада  $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$ . Аксептансы получены из моделирования Монте-Карло, а возможные неточности моделирования учтены как систематические погрешности.

Измерены следующие отношения парциальных ширин:

$$\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}} = 3.8 \pm 1.1 \text{ (стат.)} \pm 0.4 \text{ (сист.)} \pm 0.2 \text{ (BF)}, \quad (1)$$

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}} = 10.4 \pm 3.1 \text{ (стат.)} \pm 1.5 \text{ (сист.)} \pm 0.6 \text{ (BF)}, \quad (2)$$

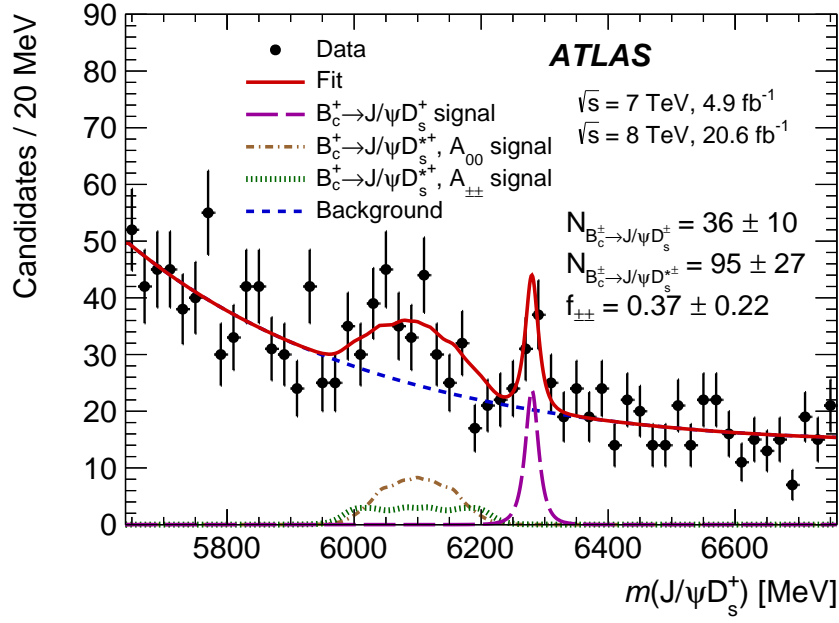
$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}} = 2.8_{-0.8}^{+1.2} \text{ (стат.)} \pm 0.3 \text{ (сист.)}, \quad (3)$$

где ошибка BF соответствует неопределённости величины  $\mathcal{B}_{D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+}$ . Доля поперечной поляризации в распаде  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$  составила

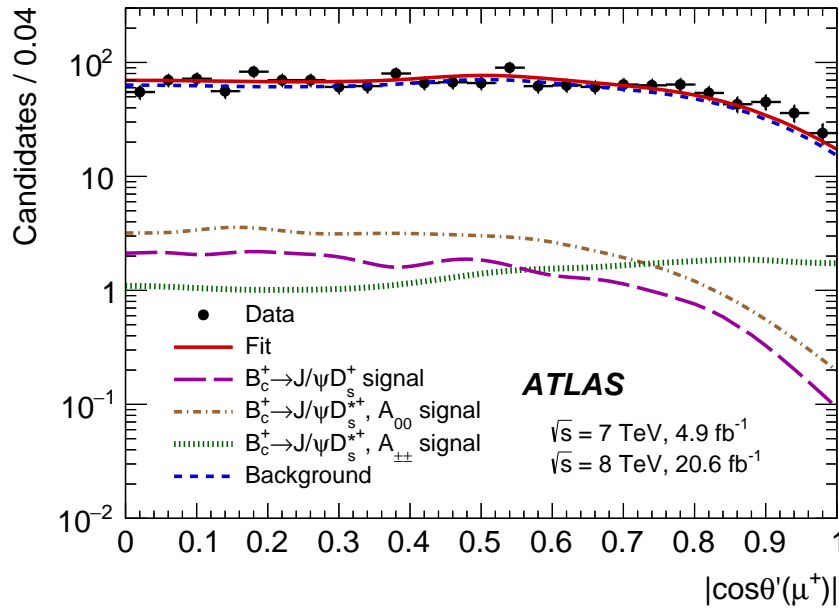
$$\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma = 0.38 \pm 0.23 \text{ (стат.)} \pm 0.07 \text{ (сист.)} \quad (4)$$

Доминирующий вклад в систематическую погрешность вносят эффекты, связанные с моделью фитирования сигналов исследуемых и нормировочного распадов.

На рис. 6 приведено сравнение результатов измерения с рядом теоретических предсказаний и с измерением, выполненным ранее в эксперименте LHCb [13]. Доступные теоретические предсказания в целом описывают данные. Имеется тенденция к недооценке ширин распадов с  $D_s^{*+}$ -мезонами некоторыми из моделей, однако расхождения не превышают двух стандартных



(a)



(б)

Рис. 4: Распределения (а) инвариантной массы  $J/\psi D_s^+$  и (б) величины  $|\cos \theta'(\mu^+)|$  для сигнальных кандидатов, проходящих отбор. Красная сплошная линия показывает полную проекцию фита. Вклад сигнала  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  показан фиолетовой длинно-штриховой линией; коричневая штрих-пунктирная и зелёная пунктирная линия соответствуют компонентам  $A_{00}$  и  $A_{\pm\pm}$  распада  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$  соответственно; синяя штриховая линия показывает вклад фона.

отклонений. Результаты ATLAS находятся в согласии с измерением LHCb и обладают сравнимой с ним точностью.

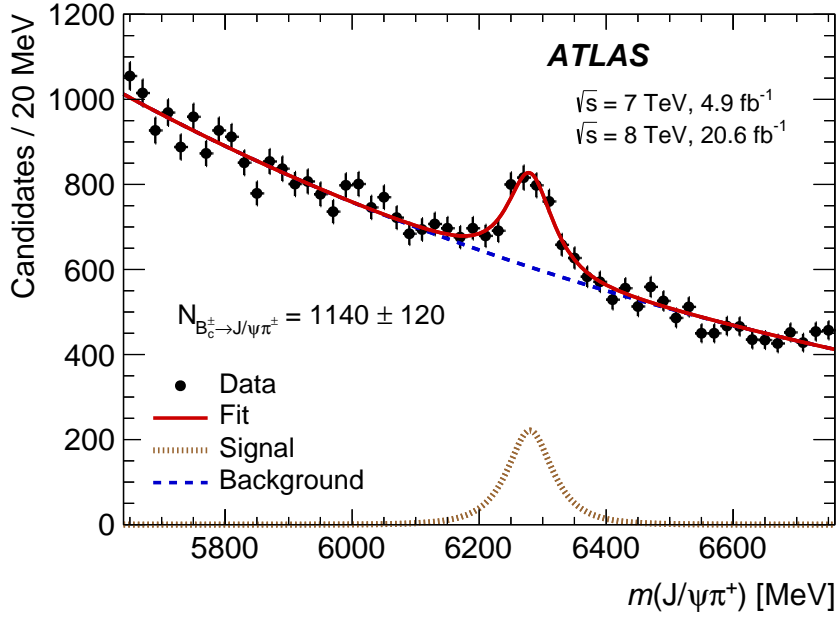


Рис. 5: Распределение инвариантной массы прошедших отбор кандидатов  $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ . Красная сплошная линия показывает результат фита. Коричневая пунктирная и синяя штриховая линии показывают проекции сигнальной и фоновой компонент соответственно.

**В четвёртой главе** дано краткое описание анализа по поиску редкого распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  в данных ATLAS, набранных при энергии  $pp$ -соударений  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, с интегральной светимостью  $4.9 \text{ фб}^{-1}$  (при необходимости даются отсылки к более раннему анализу на статистике  $2.4 \text{ фб}^{-1}$ ). Более детально описана методика оценки вклада резонансных источников фона, а именно распадов  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ , где оба дочерних адрона ошибочно идентифицируются как мюоны. Приводится верхнее ограничение на величину относительной парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , полученное с использованием нормировочного канала распада  $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$ .

Редкие распады нейтральных  $B$ -мезонов на пару мюонов происходят посредством нейтральных токов, меняющих аромат, которые запрещены в СМ на древесном уровне. Её предсказания для относительной парциальной ширины этих распадов составляют  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.66 \pm 0.23) \cdot 10^{-9}$  и  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (1.06 \pm 0.09) \cdot 10^{-10}$ . Однако в рамках ряда моделей новой физики эти значения могут существенно отличаться от приведённых вследствие вкладов новых частиц в петлевые диаграммы. В частности, Минимальное Суперсимметричное расширение Стандартной Модели (МССМ) предсказывает значительное увеличение ширин этих распадов при больших значениях величины  $\text{tg } \beta$  — отношения вакуумных средних двух полей Хиггса. Таким образом, измерение этих величин служит средством поиска косвенных про-

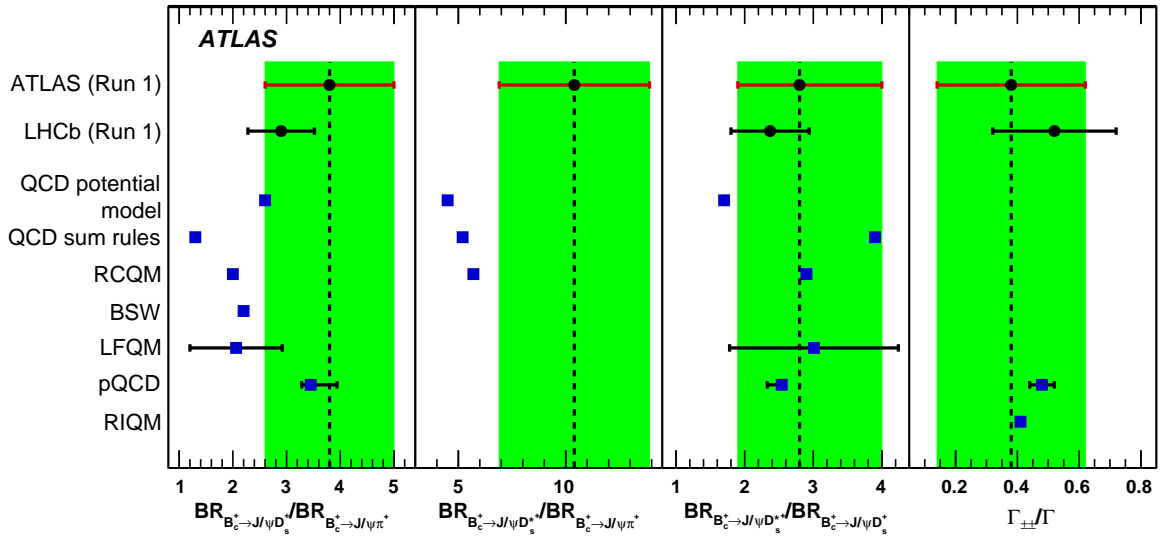


Рис. 6: Сравнение результата измерения ATLAS с результатом LHCb [13] и теоретическими предсказаниями, основанными на релятивистской потенциальной модели КХД [6], правиле сумм КХД [7], релятивистской модели конstituэнтных кварков (RCQM) [8], релятивистской модели кварков BSW (с фиксированным средним поперечным импульсом кварков  $\omega = 0.40$  ГэВ) [9], модели кварков на световом конусе (LFQM) [10], пертурбативной КХД (pQCD) [11], и релятивистской модели независимых кварков (RIQM) [12]. Неопределённости теоретических предсказаний приведены только если они в явном виде имелись в соответствующих работах. Для результатов ATLAS и LHCb статистическая и систематическая погрешности сложены в квадратах.

явлений новой физики и позволяет ограничить пространство параметров ряда моделей.

В анализе ATLAS величина относительной парциальной ширины сигнального распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  определялась по отношению к относительной парциальной ширине нормировочного распада  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ , где  $J/\psi$ -мезон распадается в пару мюонов. Такой метод позволяет избежать больших погрешностей, связанных с измерением светимости, сечения рождения  $B$ -мезонов и эффективности реконструкции и отбора. Выбор нормировочного канала распада обусловлен высокой точностью мирового среднего значения его относительной парциальной ширины и большой статистикой, позволяющей точное измерение величины сигнала в нём. Распределение инвариантной массы кандидатов в канале  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ , проходящих отбор в анализе, и результаты его фитирования показаны на рис. 7.

Отбор сигнальных событий основан на применении многомерного анализа, а именно одной из его реализаций — обучаемых деревьев решений (Boosted Decision Trees, BDT). В качестве входных переменных для много-

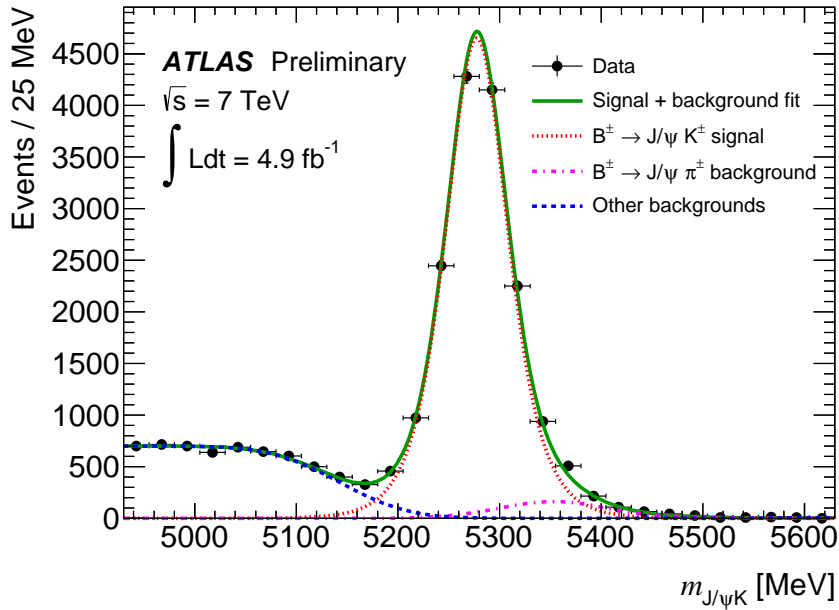


Рис. 7: Распределение инвариантной массы кандидатов  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ , проходящих отбор. Зелёная сплошная линия показывает полную проекцию фита; красная пунктирная линия соответствует вкладу сигнала  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ ; фиолетовая штрих-пунктирная линия показывает вклад фона от распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ , а синяя штриховая — сумму вкладов частично реконструированных распадов  $B \rightarrow J/\psi X$  и комбинаторного фона.

мерного классификатора используются 13 параметров реконструированного кандидата  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , характеризующих кинематику мюонов, параметры вторичной вершины распада и треков, лежащих вблизи траектории  $B$ -мезона. Для тренировки классификатора в качестве сигнального набора данных использовались данные моделирования Монте-Карло распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , а в качестве фонового — модельные события фоновых процессов  $b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ . В ходе оптимизации критериев отбора применялась техника т.н. «слепого анализа»: данные, соответствующие сигнальным кандидатам в области инвариантных масс пары мюонов в диапазоне  $\pm 300$  МэВ вокруг массы  $B_s^0$ -мезона, были исключены из анализа, и использовались только после окончательного утверждения всей его процедуры. Это позволяло избежать субъективных искажений, вызываемых человеческим фактором.

Источники фона для искомого распада можно разделить на две группы: комбинаторный фон и эксклюзивные фоновые процессы. Первый включает пары не связанных между собой мюонов (главным образом родившихся от распадов разных  $b$ -адронов). Применяемый отбор нацелен на подавление именно таких событий, а их остаточный вклад в область масс сигнала оценивается путём экстраполяции из боковых областей массового спектра. Среди эксклюзивных фоновых процессов наибольший вклад вносят распады ней-

Частица	Коэффициент ( $10^{-3}$ )
$K$	$3.70 \pm 0.12$
$K^+$	$4.11 \pm 0.18$
$K^-$	$3.28 \pm 0.16$
$\pi$	$2.08 \pm 0.08$
$\pi^+$	$2.12 \pm 0.12$
$\pi^-$	$2.04 \pm 0.12$

Таблица 1: Коэффициенты ложных мюонов для пионов, каонов, а также по отдельности для их зарядовых состояний. Приводимые ошибки соответствуют статистической погрешности связанной с ограниченным объёмом набора Монте-Карло.

тральных  $B$ -мезонов на два лёгких заряженных адрона (пиона или каона)  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ . Эти адроны могут быть ложно идентифицированы детектором как мюоны в результате распадов  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X$  и  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  в объёме детектора, когда мюон уносит бóльшую часть импульса исходного адрона, либо в результате пролёта адрона сквозь калориметры до мюонного спектрометра. В этом случае такое событие оказывается неотличимым от сигнального распада, поэтому их вклад является существенно неустранимым.

Процедура учёта этого фона включает два этапа: сначала с помощью моделирования методом Монте-Карло определяются т. н. коэффициенты ложных мюонов — вероятности ошибочной идентификации каона или пиона как мюона в детекторе. Затем вклады распадов  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$  в области масс сигнала вычисляются с использованием нормировки по отношению к каналу  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  по известным относительным парциальным ширинам этих каналов и полученным коэффициентам ложных мюонов. При этом делается допущение, что эффективность отбора с использованием BDT совпадает для сигнальных распадов и для каналов  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$  в случае ложной идентификации обоих мюонов. Его справедливость была проверена с помощью моделирования методом Монте-Карло.

Полученные коэффициенты ложных мюонов приведены в табл. 1. Они соответствуют требованиям достоверности идентификации мюонов и другим критериям их отбора (в частности,  $p_T(\mu) > 4$  ГэВ), применяемым в анализе. Наблюдается существенное различие коэффициентов для положительно и отрицательно заряженных каонов в связи с различными механизмами их взаимодействия с веществом детектора, тогда как коэффициенты для пионов разных зарядов совпадают в пределах статистической погрешности.

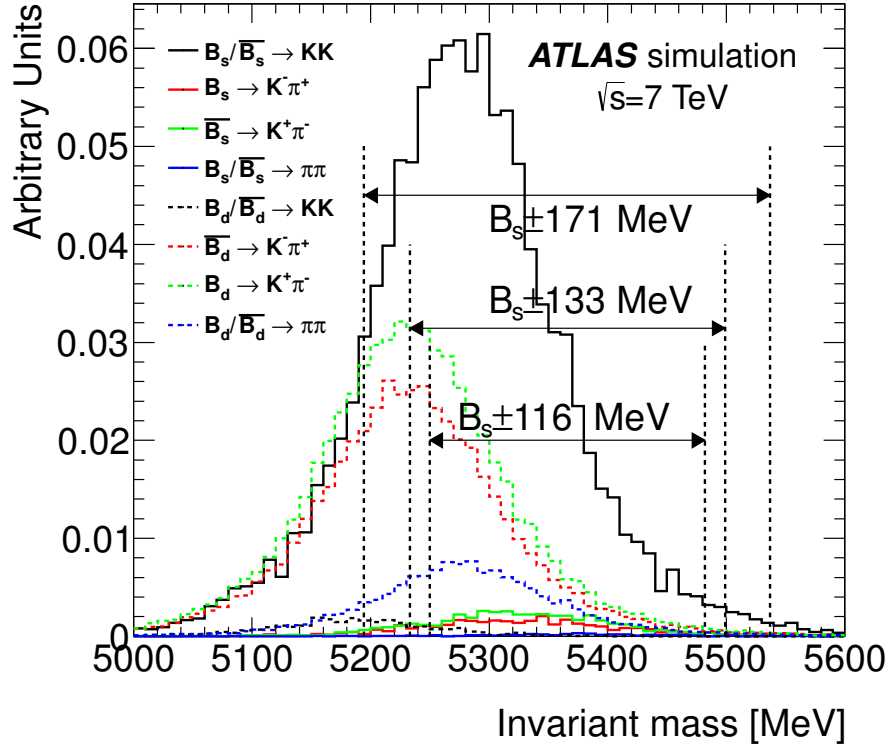


Рис. 8: Распределения инвариантной массы различных каналов  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$  после ошибочной идентификации адронов, взвешенные с учётом относительных парциальных ширин каналов и коэффициентов ложных мюонов.

Учёт зависимости вероятности ложной идентификации мюонов от поперечного импульса и псевдобыстроты не оказывает заметного влияния на конечный результат.

На рис. 8 показаны распределения инвариантной массы в различных каналах  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$  после ошибочной идентификации адронов, взвешенные с учётом относительных парциальных ширин каналов и коэффициентов ложных мюонов. Полученная оценка ожидаемого числа событий  $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$  в сигнальном массовом окне после применения отбора составляет  $0.30 \pm 0.12$  события. Это число мало по сравнению с ожидаемой величиной комбинаторного фона (6.45 события) и ожидаемым числом сигнальных событий в предположении, что величина  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$  равна предсказываемому СМ значению (1.5 события). Их вклад учитывался при установлении ограничения на величину  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ . Ожидается, что соотношение вкладов фонов может измениться с увеличением статистики данных при расширении анализа на полный набор данных Run 1.

Распределение массы пары мюонов, проходящих отбор показано на рис. 9. В массовой области сигнала  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  не было обнаружено избытка кандидатов по отношению к ожидаемому фону. Верхний предел на

величину  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$  установлен с использованием модифицированного частотного подхода  $CL_s$  и составляет  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1.5 \cdot 10^{-8}$  при 95 % уровне доверия. Он согласуется с предсказаниями СМ и не противоречит более ранним и более поздним результатам других экспериментов.

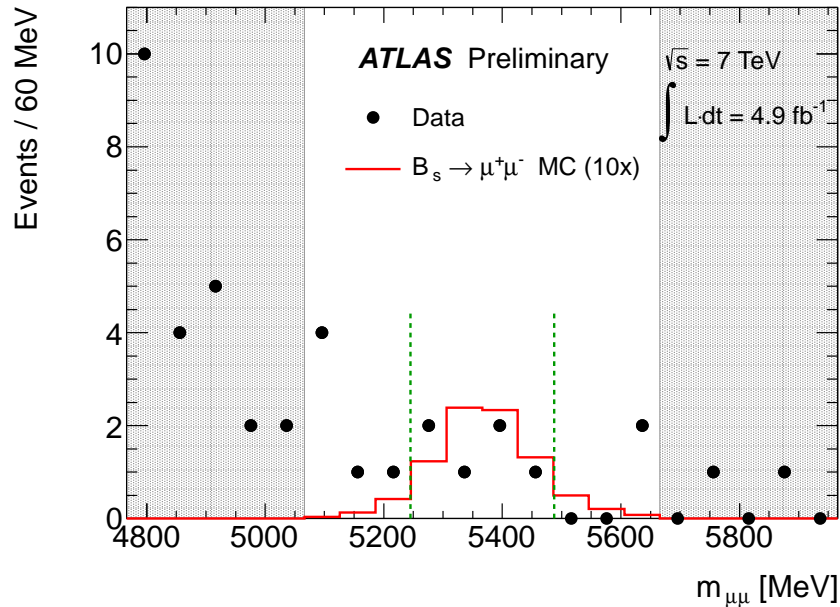


Рис. 9: Распределение инвариантной массы кандидатов  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  после открытия массовой области сигнала. Красной линией показано ожидаемое распределение для сигнальных событий в предположении, что величина  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$  в 10 раз превышает предсказания СМ.

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

## Основные публикации по теме диссертации

Статьи, удовлетворяющие требованиям ВАК

1. Процессы рождения и корреляции  $b$ -кварков при энергиях ЛHC / А. С. Болдырев, . . . , С. М. Турчихин и др. // Ядерная физика. — 2011. — Т. 74, № 12. — С. 1712—1720.
2. Мюонный триггер эксперимента ATLAS для  $pp$  соударений при 7 ТэВ / А. С. Болдырев, . . . , С. М. Турчихин и др. // Ядерная физика и инжиниринг. — 2013. — Т. 4, 9-10. — С. 894—902.
3. Результаты эксперимента ATLAS по поиску редкого распада  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$  / А. С. Болдырев, . . . , С. М. Турчихин и др. // Ядерная физика и инжиниринг. — 2013. — Т. 4, 9-10. — С. 826—831.



4. Aad G., . . . , Turchikhin S. et al. (ATLAS Collaboration). Performance of the ATLAS muon trigger in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75, no 3. — P. 120. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3325-9. — arXiv: 1408.3179 [hep-ex].
5. Aad G., . . . , Turchikhin S. et al. (ATLAS Collaboration). Study of the  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  and  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$  decays with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Vol. 76, no. 1. — P. 4. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3743-8. — arXiv: 1507.07099 [hep-ex].

### Прочие работы

6. Smirnova L., Turchikhin S. Expected  $b$ -production at the LHC // Новости и проблемы фундаментальной физики. — 2011. — Т. 1, No 10. — С. 50—52.
7. Measurements and simulations of  $b$  and  $c$ -quark production at hadron colliders / A. Boldyrev, . . . , S. Turchikhin S. et al. // Proceedings of the Eighteenth Annual Seminar NPC'S'2011. Vol. 18. — Minsk, Belarus, 2011. — P. 216—222.
8. Recent results of the search of  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$  rare decay from the ATLAS experiment / A. Boldyrev, . . . , S. Turchikhin et al. // Nonlinear dynamics and applications: Proceeding of the Nineteenth Annual Seminar NPC'S'2012. Vol. 19. — Minsk, Belarus, 2012. — P. 26—36.
9. ATLAS Collaboration. Limit on  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  branching fraction based on  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  of integrated luminosity. // ATLAS-CONF-2013-076

### **Список цитируемой литературы**

1. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 716. — Pp. 1–29. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. — arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
2. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC / S. Chatrchyan [et al.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 716. — Pp. 30–61. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. — arXiv: 1207.7235 [hep-ex].

3. Observation of the  $B_c$  meson in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV / F. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Vol. 81. — Pp. 2432–2437. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.2432. — arXiv: hep-ex/9805034 [hep-ex].
4. Prospects for the  $B_c$  studies at LHCb / I. P. Gouz [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2004. — Vol. 67. — Pp. 1559–1570. — DOI: 10.1134/1.1788046. — arXiv: hep-ph/0211432 [hep-ph]. — [Yad. Fiz. 67, 1581(2004)].
5. Heavy quarkonium physics / N. Brambilla [et al.]. — arXiv: hep-ph/0412158 [hep-ph].
6. Colangelo P., De Fazio F. Using heavy quark spin symmetry in semileptonic  $B_c$  decays // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. 61. — P. 034012. — DOI: 10.1103/PhysRevD.61.034012. — arXiv: hep-ph/9909423 [hep-ph].
7. Kiselev V. Exclusive decays and lifetime of  $B_c$  meson in QCD sum rules. — 2002. — arXiv: hep-ph/0211021 [hep-ph].
8. Ivanov M., Korner J., Santorelli P. Exclusive semileptonic and nonleptonic decays of the  $B_c$  meson // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 73. — P. 054024. — DOI: 10.1103/PhysRevD.73.054024. — arXiv: hep-ph/0602050 [hep-ph].
9. Dhir R., Verma R.  $B_c$  Meson Form-factors and  $B_c \rightarrow PV$  Decays Involving Flavor Dependence of Transverse Quark Momentum // Phys. Rev. D. — 2009. — Vol. 79. — P. 034004. — DOI: 10.1103/PhysRevD.79.034004. — arXiv: 0810.4284 [hep-ph].
10. Ke H.-W., Liu T., Li X.-Q. Transitions of  $B_c \rightarrow \psi(1S,2S)$  and the modified harmonic oscillator wave function in LFQM // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89. — P. 017501. — DOI: 10.1103/PhysRevD.89.017501. — arXiv: 1307.5925 [hep-ph].
11. Rui Z., Zou Z.-T. S-wave ground state charmonium decays of  $B_c$  mesons in the perturbative QCD approach // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — P. 114030. — DOI: 10.1103/PhysRevD.90.114030. — arXiv: 1407.5550 [hep-ph].
12. Nonleptonic  $B_c \rightarrow VV$  decays / S. Kar [et al.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 88. — P. 094014. — DOI: 10.1103/PhysRevD.88.094014.
13. Observation of  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$  and  $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$  decays / R. Aaij [et al.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 87. — P. 112012. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.112012. — arXiv: 1304.4530 [hep-ex].