

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
образования

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

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»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., проф.

Смирнова Лидия Николаевна

Москва — 2015

Оглавление

Введение	4
1 Детектор ATLAS на Большом Адронном Коллайдере	12
1.1 Большой адронный коллайдер	12
1.2 Установка ATLAS	14
1.2.1 Внутренний детектор	15
1.2.2 Мюонный спектрометр	18
1.2.3 Триггер	21
1.3 Программная модель обработки данных в эксперименте ATLAS	26
1.4 Условия набора данных в сеансе Run 1	28
2 Исследования адронов, содержащих b-кварк в эксперименте ATLAS	32
2.1 Рождение b -адронов на Большом адронном коллайдере	32
2.2 Программа В-физики эксперимента ATLAS	36
2.3 Триггер В-физики	38
2.3.1 Мюонный триггер	38
2.3.2 Основные триггерные алгоритмы триггера В-физики	41
2.3.3 Триггер $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	43
3 Измерение характеристик распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$	51
3.1 Введение	51
3.1.1 Физика B_c^+ -мезонов	51
3.1.2 Распады $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$	54
3.2 Реконструкция, отбор и фитирование кандидатов	56
3.2.1 Набор данных, триггер и моделирование методом Монте-Карло	56
3.2.2 Распады $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$	59
3.2.3 Нормировочный распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	69
3.3 Измерение парциальных ширин с использованием нормировочного распада	72
3.4 Систематические неопределённости	74
3.5 Результаты	77
4 Поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	80
4.1 Введение	80

4.2	Общая характеристика анализа	84
4.2.1	Схема анализа	84
4.2.2	Набор данных и моделирование Монте-Карло	85
4.2.3	Реконструкция и отбор кандидатов	87
4.2.4	Величина чувствительности к одному событию	92
4.3	Вклад фона распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$	95
4.4	Установление верхнего предела на $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ и результаты	100
	Заключение	103
	Список литературы	106
	Список рисунков	122
	Список таблиц	128
	Список используемых сокращений	130
A	Контроль процедуры измерения поляризации путём двухмерного фитирования	132
B	Оценка систематической погрешности взаимодействия треков с веществом детектора	137

Введение

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 Λ 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 детектирования в ускорительных экспериментах. Кроме того, изуче-

ние 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 приоритетных задач эксперимента. 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 $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \bar{c} s$ 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 $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, 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 (ПО) 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, 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/ψ -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 фб^{-1} , было получено до опубликования результата коллаборации CMS на полной статистике сеанса Run 1 (25 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 ПО эксперимента 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 полуплептонных распадов b -адронов, так и распадов в J/ψ - 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 полуплептонных 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.

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 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 ПО 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 ширины 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 ширины 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 работах [6–14], из которых статьи [6–10] удовлетворяют требованиям ВАК (в том числе статьи [6–8] в периодических научных изданиях, включённых ВАК в перечень ведущих рецензируемых научных журналов, и статьи [9, 10] 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.

В главе 1 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 Монте-Карло. В конце главы рассказывается об условиях набора данных в течение сеанса Run 1 в 2011 – 2012 гг.

Глава 2 содержит общий обзор программы В-физики эксперимента ATLAS. Обосновывается актуальность исследований тяжёлых адронов в данном эксперименте, описываются их основные направления и результаты, полученные с использованием данных сеанса Run 1. Приводятся оценки сечений рождения b -кварков в различных механизмах. В конце главы приводится более детальное описание подсистемы триггера В-физики ATLAS и мюонного триггера, на котором она основана. В частности, описан алгоритм триггерного отбора топологий распадов $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$.

В главе 3 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 физическая мотивация этого анализа. Затем описаны методы реконструкции и отбора этих распадов в экспериментальных данных ATLAS и измерения их парциальных ширин 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.

В главе 4 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 фб⁻¹. Более детально описана методика оценки вклада резонансных источников фона, а именно распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$, где оба дочерних адрона ложно идентифицируются как мюоны. Приводится верхнее ограничение на величину относительной парциальной ширины распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, полученное с использованием нормировочного канала распада $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$.

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1

Детектор ATLAS на Большом Адронном Коллайдере

В этой главе даётся общее описание экспериментальной установки ATLAS на Большом адронном коллайдере. В разделе 1.1 дано краткое описание самого коллайдера и его технические характеристики. В разделе 1.2 описывается детектор ATLAS и отдельные его подсистемы, представляющие наибольший интерес в контексте физических задач, рассматриваемых далее в диссертации. В разделе 1.3 охарактеризована модель программной обработки экспериментальных данных и данных моделирования в ATLAS. В разделе 1.4 даются характеристики условий набора данных детектором ATLAS в течение первого сеанса работы в 2009 – 2013 гг.

1.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер [15] (Large Hadron Collider, LHC) представляет собой циклический ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, предназначенный для разгона и осуществления столкновений протонов, а также ионов свинца. Он был построен в Европейской Организации Ядерных Исследований (ЦЕРН), находящейся недалеко от Женевы на границе Франции и Швейцарии. Коллайдер расположен в подземном туннеле длиной 27 км (рис. 1.1) на глубине 45 – 100 м, который прежде использовался для ускорителя LEP (Large Electron-Positron collider).

Пучки заряженных частиц в БАК движутся по двум ускорительным кольцам в противоположных направлениях. Они удерживаются на своих траекториях магнитным полем сверхпроводящих дипольных магнитов.

Протоны циркулируют по кольцу коллайдера в виде сгустков, в каждом из которых содержится 10^{11} частиц. Одновременно в каждом пучке может находиться до 2808 сгустков. При этом временной промежуток между столкновениями будет составлять 25 нс. Столкновения могут происходить в четырёх точках пересечения, в каждой из которых установлены

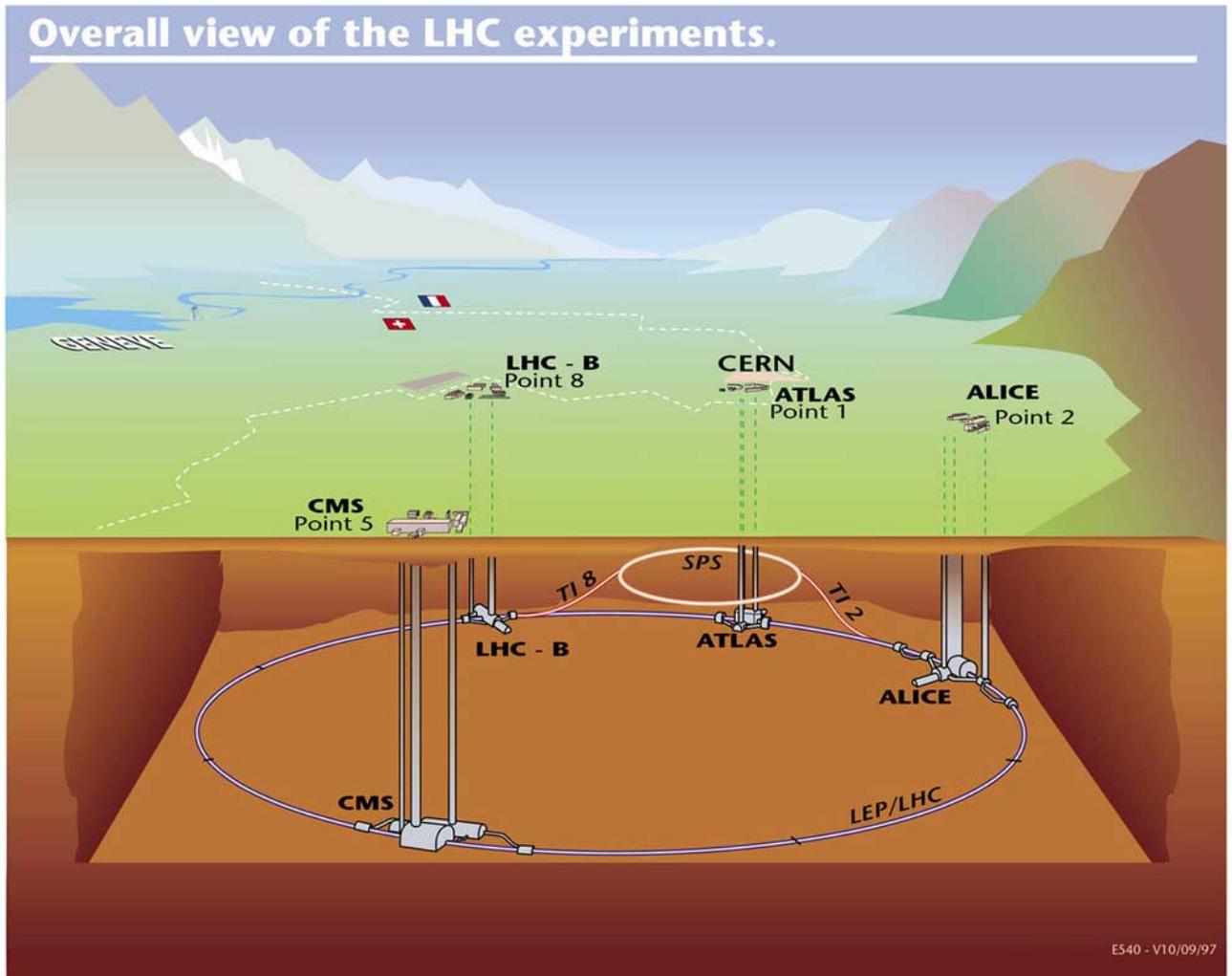


Рисунок 1.1: Схематичный вид подземного комплекса БАК в ЦЕРНе.

детекторы частиц (см. рис. 1.1): ATLAS (точка 1), ALICE (точка 2), CMS (точка 5), LHCb (точка 8).

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) создавался преимущественно для регистрации продуктов столкновений тяжёлых ионов и исследования кварк-глюонной плазмы, явления конфайнмента и других смежных проблем квантовой хромодинамики. Детекторы ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) разрабатывались как многоцелевые и призваны решать различные задачи, в числе которых обнаружение и исследование свойств бозона Хиггса и поиски проявлений суперсимметрии и других расширений СМ, а также прецизионное измерение параметров самой СМ, исследование свойств t -кварка и тяжёлых адронов, явлений в столкновениях тяжёлых ионов. LHCb (LHC-beauty) — специализированный эксперимент в области физики тяжёлых ароматов, в задачи которого входит исследование свойств адронов, содержащих b - и c -кварки, явлений СР-нарушения.

БАК начал свою работу в 2009 г. Первый сеанс его работы, т. н. сеанс Run 1, продолжался до начала 2013 г. В течение этого периода проводились столкновения протонов при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в 2009–2011 гг. и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в 2012 г.

Детекторами общего назначения ATLAS и CMS была накоплена статистика данных, соответствующая интегральной светимости порядка 5 фб^{-1} и 20 фб^{-1} при энергиях 7 ТэВ и 8 ТэВ, соответственно. Также в течение коротких периодов сеанса Run 1 проводились столкновения ядер свинца друг с другом и с протонами.

После окончания сеанса Run 1 последовал период «долгой остановки» (Long Shutdown, LS1), в течение которого проводились работы по модернизации как детекторов, так и систем самого ускорителя для работы при бóльших значениях энергии столкновений и светимости. Столкновения протонов возобновились в середине 2015 г., ознаменовав начало второго сеанса работы, Run 2. Энергия столкновений составила $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$. К концу 2015 г. статистика, набранная детекторами ATLAS и CMS, соответствует интегральной светимости порядка 3.5 фб^{-1} . Планируется, что сеанс Run 2 продлится до 2018 г., и накопленная интегральная светимость достигнет 100 фб^{-1} .

1.2 Установка ATLAS

Детектор ATLAS [16] установлен в точке 1 ускорительного кольца БАК (рис. 1.1). Установка представляет собой цилиндрическую конструкцию, ось которой совпадает с осью протонных пучков, и имеет 4π -геометрию. Общий вид детектора схематично показан на рис. 1.2.

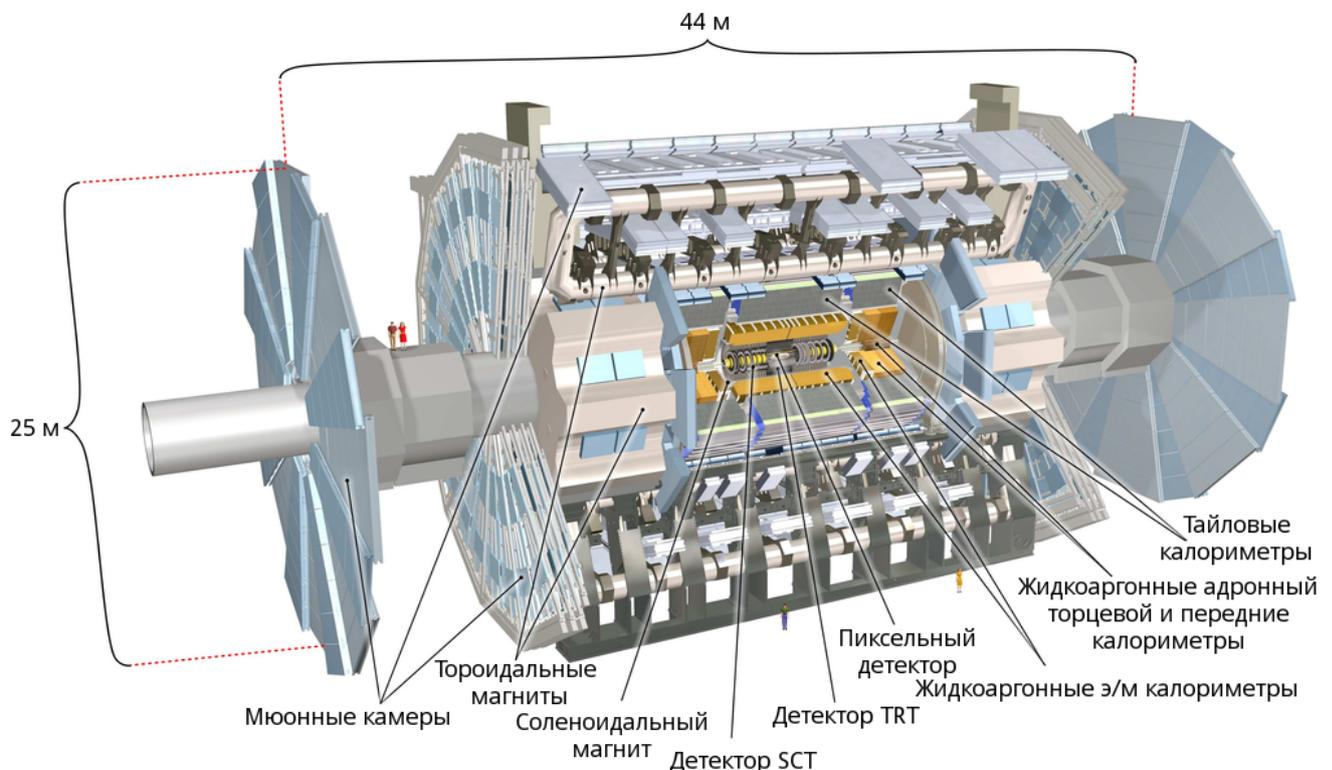


Рисунок 1.2: Схематичный вид установки ATLAS. Показаны размеры детектора, отмечены отдельные подсистемы.

В этом разделе даётся общая характеристика детектора и, в частности, подсистем, используемых для физических задач, описываемых в дальнейшем — внутреннего детектора и мюонного спектрометра, а также системы триггера установки, используемой для отбора событий для физического анализа в реальном времени (в режиме онлайн).

Определим используемую в ATLAS систему координат. Она представляет собой правую систему декартовых координат с началом отсчёта в номинальной точке столкновений в центре детектора. Ось x направлена горизонтально к центру кольца LHC, y — вертикально вверх, z — в направлении оси пучка, движущегося против часовой стрелки. Азимутальный угол ϕ отсчитывается от положительного направления оси x , растёт в сторону положительного направления оси Y и обычно берётся в диапазоне $-\pi \leq \phi \leq \pi$. Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления z , $0 \leq \theta \leq \pi$. Псевдобыстрота определяется как $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$. Под поперечным импульсом частицы p_T понимается проекция её импульса на плоскость $x-y$.

ATLAS является универсальным детектором с широким спектром задач. Это определяет состав и параметры различных компонентов детектора.

Магнитная система ATLAS создаёт магнитное поле, необходимое для отклонения траекторий заряженных частиц и измерения их импульсов по искривлению треков. Она состоит из сверхпроводящего соленоида во внутренней области детектора и трёх больших сверхпроводящих тороидов на его периферии: одного в цилиндрической части и двух в торцевых частях. Именно структура магнитной системы определяет общий вид и большие размеры всей установки ATLAS. Детектирующие подсистемы 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 во внешней части детектора ATLAS.

Система калориметров включает электромагнитные калориметры в центральной и торцевой областях детектора, построенные на технологии жидкого аргона, и адронные калориметры: в торцевой области — жидкоаргонные торцевой и передний калориметры, в центральной — т.н. тайловый калориметр, использующий технологию на основе пластичных сцинтилляторов и железного поглотителя. Они не используются в рассматриваемых в диссертации физических задачах, поэтому не рассматриваются более подробно. Внутренний детектор и мюонный спектрометр описаны ниже.

1.2.1 Внутренний детектор

Внутренний детектор, находящийся ближе всего к точке столкновения пучков, предназначен для реконструкции треков заряженных частиц, измерения их импульсов и реконструкции вершин. Он расположен внутри сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле величиной 2 Т. Он 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). Общая схема всех детекторов представлена на рис. 1.3, а чертёж продольной проекции показан на рис. 1.4.

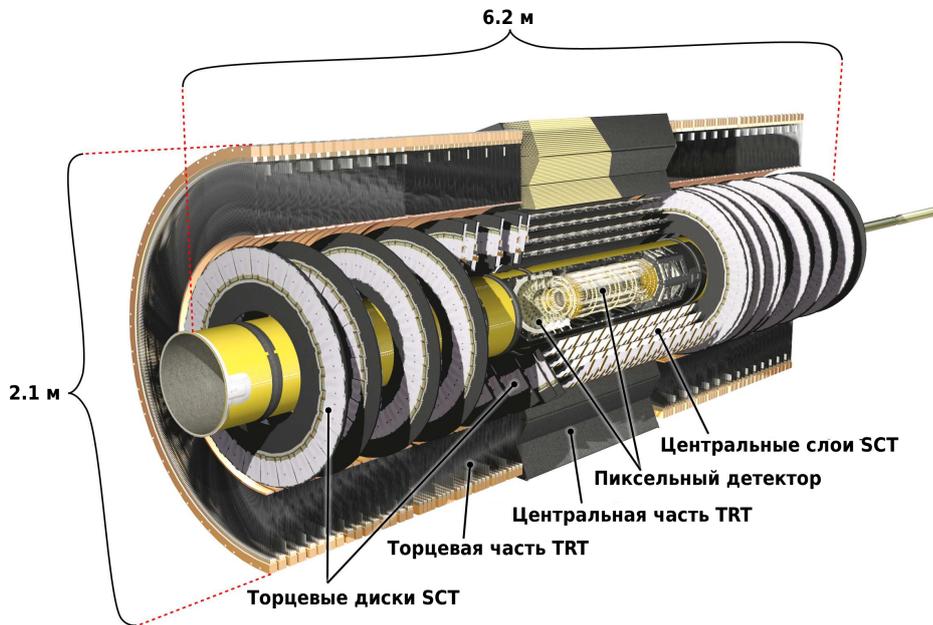


Рисунок 1.3: Общая схема внутреннего детектора ATLAS.

Пиксельный детектор расположен ближе всего к трубе пучка, на расстоянии 50–120 мм от оси протонных пучков. В центральной части детектора его модули расположены в виде трёх concentрических цилиндрических слоёв вдоль оси пучка, а в торцевой — в виде трёх дисков, перпендикулярных ей (рис. 1.4). Обычно трек заряженной частицы пересекает три слоя пиксельного детектора, покрывающего диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$.

Пиксельный детектор, обладая наивысшей гранулярностью, включает более 80 млн кремниевых детектирующих элементов, пикселей, размеры которых составляют 50×400 мкм. Пространственное разрешение координат треков в пиксельном детекторе достигает 10 мкм в поперечной ($R - \phi$) плоскости и 115 мкм вдоль радиуса R в дисках и вдоль оси z в цилиндрических слоях. В силу своей близости к области взаимодействия пучков пиксельные модули подвергаются наибольшей радиационной нагрузке.

При подготовке к сеансу Run 2 был добавлен четвёртый внутренний слой пиксельного детектора — вставной В-слой (Insertable B-Layer, IBL). Он расположен вплотную к трубе пучка и призван существенно улучшить разрешение реконструкции вершин. Его необходимо будет заменить по окончании сеанса Run 2 в результате радиационного износа.

Детектор SCT расположен за пиксельным детектором, на расстоянии 30–50 см от оси пучков. Он включает 4 центральных цилиндрических слоя и по 9 дисковых с каждого из торцов установки (рис. 1.4), так что каждый трек обычно пересекает 4 слоя. Кинематическая область, покрываемая SCT, также соответствует $|\eta| < 2.5$.

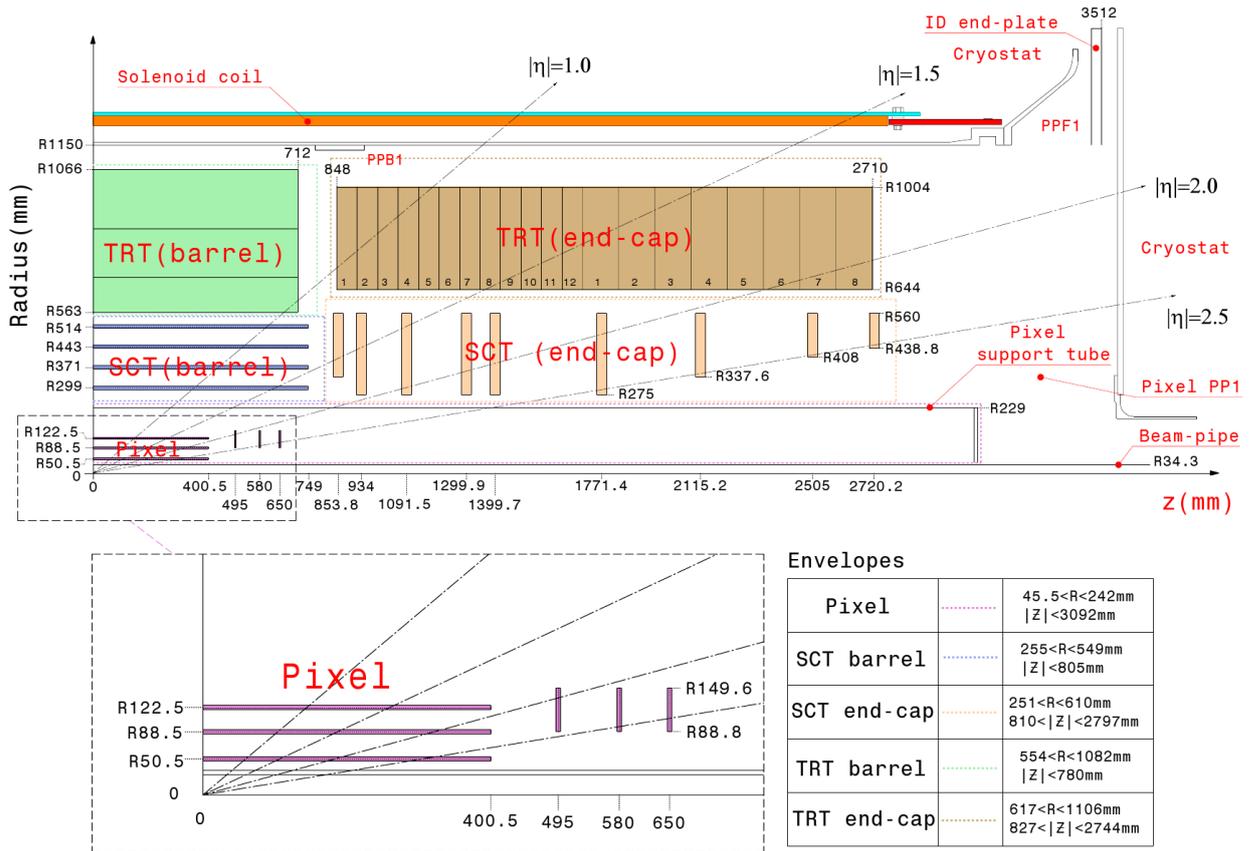


Рисунок 1.4: Продольная проекция подсистем внутреннего детектора ATLAS.

Его сенсоры представляют собой кремниевые полоски длиной 6.4 см, расположенные с промежутком 80 мкм. Каждый слой, как в центральной, так и в торцевой части, состоит из двух наборов полосок, расположенных под углом 40 мрад. Это позволяет измерять поперечную и продольную координаты трека. Пространственное разрешение составляет 17 мкм в поперечной плоскости и 580 мкм в продольном направлении в центральной части и вдоль R в торцевых дисках. Количество каналов считывания SCT составляет 6.3 млн.

Детектор TRT представляет собой массивы газонаполненных дрейфовых трубок диаметром 4 мм, внутри которых натянута вольфрамовая проволока. Стенки трубок играют роль катода, проволоки — анода.

В центральной области дрейфовые трубки TRT расположены параллельно оси пучка и имеют длину 144 см, причём их проволоки разделены на две части в районе $\eta = 0$. В торцевой области трубки имеют длину 37 см и радиально расходятся от трубы пучка (рис. 1.4). Всего детектор имеет 351 тыс. каналов считывания.

TRT покрывает меньшую область псевдобыстрот, чем кремниевые детекторы, $|\eta| < 2.0$. Он позволяет измерять координаты треков только в плоскости $R - \phi$ с точностью 130 мкм в каждой трубке. Среднее число отсчётов, создаваемых треком заряженной частицы в TRT составляет 36.

Трубки перемежаются материалом радиатора переходного излучения (полипропилен), что позволяет регистрировать с их помощью порождаемые заряженной частицей γ -кванты переходного излучения. Это свойство используется для идентификации электронов.

Таким образом, геометрический аксептанс реконструкции треков заряженных частиц во внутреннем детекторе соответствует области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$, а эффективный порог реконструкции треков оффлайн-алгоритмами по поперечному импульсу находится на уровне $p_T > 400$ МэВ.

1.2.2 Мюонный спектрометр

Мюонный спектрометр находится на периферии детектора и предназначен для идентификации мюонов, реконструкции их треков и прецизионного измерения импульсов. Мюоны имеют высокую проникающую способность и слабо поглощаются калориметрами, поэтому в мюонном спектрометре регистрируются в основном только мюоны. Присутствие мюонов с определёнными характеристиками часто свидетельствует о наличии интересного с физической точки зрения процесса в данном событии, поэтому информация из мюонных камер используется триггерами ATLAS.

Мюонный спектрометр расположен в поле тороидальных магнитов: в области $|\eta| < 1.4$ оно создаётся центральным тороидом, а в областях $1.6 < |\eta| < 2.7$ — двумя торцевыми тороидами. Величина индукции поля, проинтегрированная по расстоянию в объёме детектора, составляет 1.5–5.5 Т·м в центральном и 1–7.5 Т·м в торцевых. В промежуточных областях $1.4 < |\eta| < 1.6$ отклонение траекторий мюонов обеспечивается полями, создаваемыми обоими типами магнитов. Таким образом мюонный спектрометр позволяет реконструировать треки и измерять импульсы мюонов в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$. Его общая схема приведена на рис. 1.5, а продольная проекция одной его четверти показана на рис. 1.6.

Мюонный спектрометр включает четыре типа газонаполненных камер: мониторируемые дрейфовые трубки (Monitored Drift Tubes, MDT) и катодные полосковые камеры (Cathode Strip Chambers, CSC), служащие для прецизионного измерения импульсов мюонов и координат их треков, и камеры с резистивными пластинами (Resistive Plate Chambers, RPC) и тонкозазорные камеры (Thin Gap Chambers, TGC), используемые для триггерного отбора событий с мюонами.

Камеры MDT обеспечивают прецизионное измерение координат треков во всей области псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$ с небольшим пропуском в районе $\eta \approx 0$, где находятся каналы сервисного доступа, и камеры отсутствуют. В центральной области камеры расположены в виде трёх цилиндрических слоёв, находящихся на расстоянии примерно 5, 7.5 и 10 м от оси пучка, в торцевой — в виде трёх дисков, перпендикулярных ей (рис. 1.6). В качестве детектирующего элемента используются газонаполненные дрейфовые трубки диаметром 30 мм. Пространственное разрешение одной камеры MDT, включающей от 3 до 8 слоёв дрейфовых трубок, составляет примерно 30 мкм.

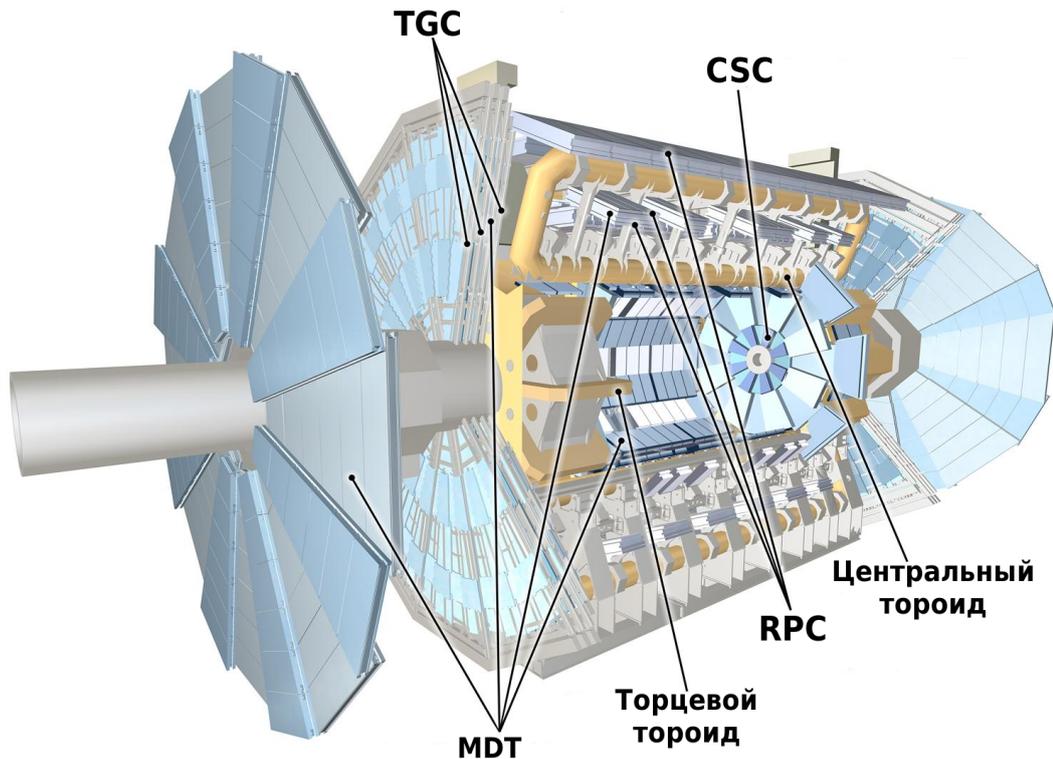


Рисунок 1.5: Общая схема мюонного спектрометра детектора ATLAS.

Допустимая скорость счёта камер MDT составляет $150 \text{ Гц}\cdot\text{см}^2$. В передних областях детектора, где ожидаемые потоки мюонов выше, используются камеры CSC, рассчитанные на поток до $1000 \text{ Гц}\cdot\text{см}^2$. Они установлены на внутреннем дисковом слое вместо MDT для диапазона псевдобыстрот $2.0 < |\eta| < 2.7$ (рис. 1.6).

Камеры CSC состоят из 4-х слоёв, позволяя, таким образом, измерение 4-х координат (η, ϕ) траектории мюона. Каждый слой состоит из расположенных радиально анодных проволочек и двух катодов, разделённых на полоски, имеющие перпендикулярное направление. Разрешение CSC составляет порядка 60 мкм.

Триггерные камеры RPC покрывают центральную область детектора $|\eta| < 1.05$ (также с пропуском в районе $\eta \approx 0$) и имеют три цилиндрических слоя. Внешний слой расположен на расстоянии 10.2 м от оси пучка, примыкая к последнему слою MDT снаружи (рис. 1.6), и служит для триггерного отбора мюонов с большими ($\gtrsim 10 \text{ ГэВ}^1$) поперечными импульсами. Внутренний и средний слой примыкают ко второму слою MDT снаружи и внутри и используются для триггерного отбора и более мягких мюонов (от 4 ГэВ). Камера состоит из двух элементов, каждый из которых имеет два детектирующих слоя, разделённых промежутком в 2 мм. Полоски в слоях расположены перпендикулярно друг другу, обеспечивая измерение двух координат.

Камеры TGC обеспечивают триггерный отбор мюонов в торцевой области детектора. Они расположены в виде трёх дисковых слоёв, покрывающих диапазон $1.05 < |\eta| < 2.4$, за

¹Здесь и далее используется система единиц с $c = 1$.

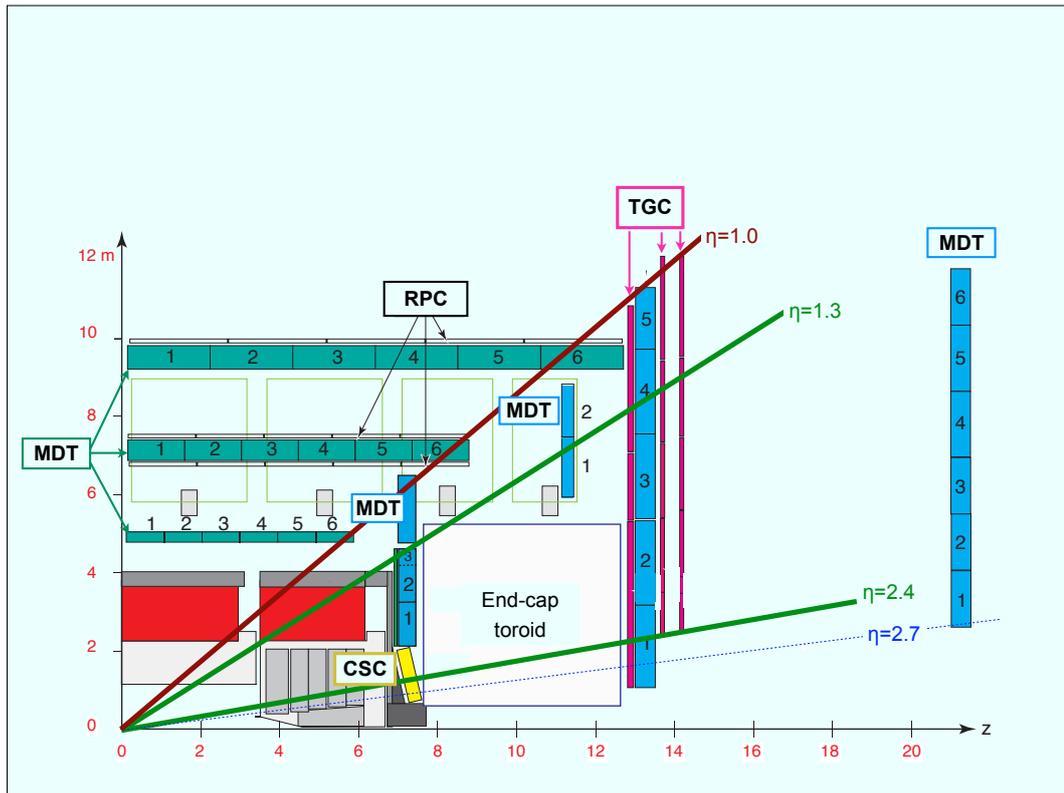


Рисунок 1.6: Продольная проекция одной четверти мюонного спектрометра.

исключением внутреннего слоя, достигающего лишь до $\eta = 1.92$ (рис. 1.6). Второй их задачей является измерение дополнительной координаты трека по азимутальному углу в дополнение к измерениям MDT прогиба трека по радиусу. Камеры TGC являются многопроволочными пропорциональными камерами, в которых анодные проволоки протянуты в азимутальном направлении, предоставляя информацию о координате в плоскости $R - z$, а считывающие полосы перпендикулярны им и позволяют измерять координату ϕ .

Реконструкция мюонов

Мюоны в эксперименте ATLAS реконструируются с оптимальной эффективностью в кинематическом диапазоне $|\eta| < 2.7$, $p_T > 3$ ГэВ. Для восстановления их треков в ПО оффлайн-реконструкции используются данные как мюонного спектрометра, так и внутреннего детектора. Таким образом, по стратегии реконструкции можно выделить три типа мюонов:

1. *Комбинированные (combined)* мюоны — те, для которых имеются реконструированные треки как во внутреннем детекторе, так и в мюонных камерах. При окончательной реконструкции они совмещаются, формируя один комбинированный трек.
2. *Тегированные (segment-tagged)* мюоны, получаемые путём экстраполяции трека из внутреннего детектора в область мюонных камер, где имеются отдельные зарегистрированные сегменты трека, не позволяющие, однако, провести независимое фитирование трека по данным одного мюонного спектрометра.

3. *Автономно реконструированные (stand-alone)* мюоны, имеющие только трек, восстановленный по данным мюонного спектрометра, который затем экстраполируется до точки взаимодействия.

Комбинированная реконструкция мюонов эффективна в большей части геометрической области $|\eta| < 2.5$ при поперечном импульсе больше 4 ГэВ, когда его траектория пересекает достаточное число мюонных камер. Тагированные мюоны используются для повышения акцептанса в области $\eta \approx 0$ и области расположения опор детектора, где камеры MDT отсутствуют. Также они повышают акцептанс для треков с поперечным импульсом $3 \text{ ГэВ} < p_T < 4 \text{ ГэВ}$, которые не могут создать достаточное число отсчётов в MDT, позволяющих независимое фитирование трека. Наконец, автономная реконструкция мюонов используется в области псевдобыстрот $2.5 < |\eta| < 2.7$, которая не покрывается внутренним детектором.

Точность измерения параметров комбинированного мюонного трека определяется в основном измерениями мюонного спектрометра для энергичных мюонов с $p_T \gtrsim 100 \text{ ГэВ}$ и внутреннего детектора в более мягкой области поперечных импульсов. В ряде физических задач, где используются мягкие мюоны, в том числе в анализах, описываемых в главах 3 и 4, параметры их треков берутся исключительно из измерений внутреннего детектора, тогда как мюонный спектрометр используется только для идентификации мюонов.

1.2.3 Триггер

В этом разделе даётся общее описание системы триггера эксперимента ATLAS, предназначенного для отбора событий для последующего анализа в режиме онлайн. Триггер ATLAS претерпел существенные изменения в процессе подготовки к сеансу Run 2. Ниже приведено его описание по состоянию во время сеанса Run 1, а в конце раздела описываются наиболее существенные поздние модификации.

Триггер эксперимента ATLAS имеет трёхуровневую структуру. Триггер первого уровня (Level-1, L1) выполнен на аппаратном уровне, а последующие триггер второго уровня (Level-2, L2) и фильтр событий (Event Filter, EF) представляют собой программные алгоритмы, выполняемые на вычислительных фермах. Последние два уровня объединяются в триггер высокого уровня (High-Level Trigger, HLT). Каждый триггер следующего уровня производит дополнительный отсев событий, прошедших отбор на предыдущем. Общая схема работы триггера в сеансе Run 1 приведена на рис. 1.7.

Схема работы триггера первого уровня показана на рис. 1.8. Он получает информацию от калориметров и мюонного спектрометра (камер RPC и TGC), обладающую крупной гранулярностью. Он осуществляет отбор сигнатур, характерных для тех или иных физических процессов: энергичных мюонов, адронных струй, электронов и фотонов, τ -лептонов, распадающихся по адронным каналам, а также общих свойств события, таких как упущенная поперечная энергия или большая полная поперечная энергии, либо комбинации всего пе-

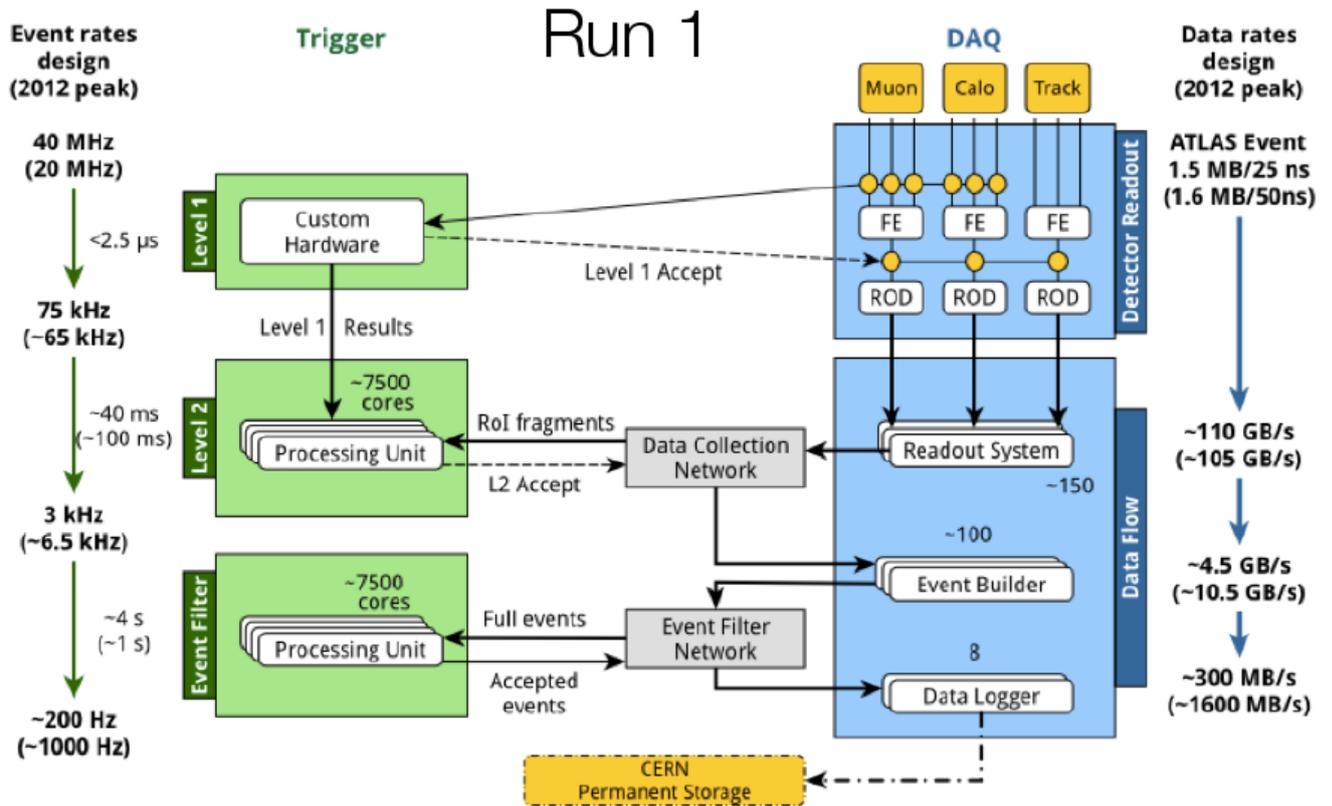


Рисунок 1.7: Схема функционирования триггера и системы съёма данных ATLAS в сеансе Run 1.

речисленного. Триггер первого уровня позволяет снизить частоту отбираемых событий с номинальной частоты столкновения пучков (проектное значение 40 МГц, в сеансе Run 1 было 20 МГц) до примерно 70 кГц. При этом задержка срабатывания не должна превышать 2.5 мкс, что достигается использованием быстрой электроники.

Важной функцией триггера L1 является идентификация момента столкновения протонных пучков. Для мюонного триггера эта задача усложняется необходимостью учёта времени пролёта мюонов от точки pp -соударения в связи с большими размерами мюонного спектрометра, а для триггера, основанного на калориметрической информации, необходим учёт времени энерговыделения, которое может перекрывать несколько периодов столкновения протонов.

Вычисления, необходимые для отбора событий в триггере L1, осуществляются центральным процессором триггера (Central Trigger Processor, СТП). Он позволяет определить до 256 позиций, каждая из которых представляет из себя набор требований к характеристикам найденных объектов различного типа.

Информация о событиях, прошедших отбор L1, поступает со считывающей электроники детектора в систему считывания (Readout System). Для каждой сигнатуры, найденной триггером L1, строится т.н. *область интереса* (Region of Interest, RoI) — область детектора, определяемая диапазонами координат η и ϕ , вокруг зарегистрированного объекта, которая

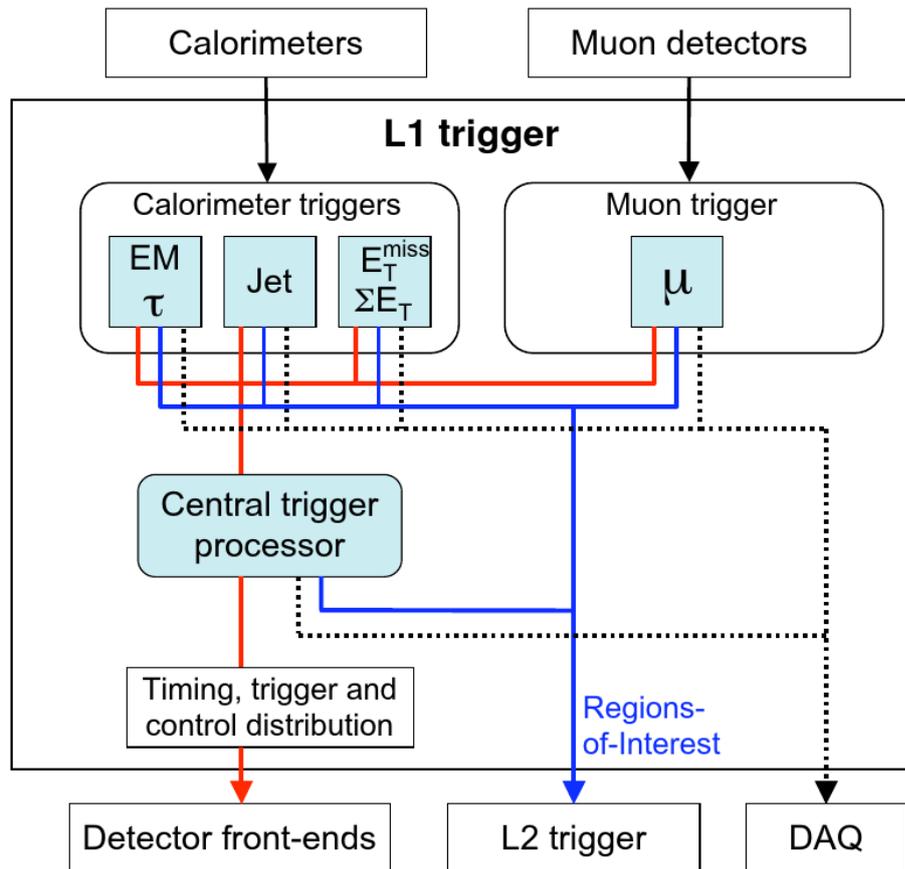


Рисунок 1.8: Схема работы триггера первого уровня установки ATLAS.

затем анализируется в триггере HLT, использующем прецизионную информацию со всех подсистем детектора.

Триггер HLT представляет собой многопроцессорную ферму, на которой выполняются программные алгоритмы отбора событий. Ферма состоит примерно из 15 тысяч процессорных ядер, распределённых между триггерами L2 и EF.

Процессоры L2 получают из системы считывания данные, соответствующие элементам детектора внутри RoI, построенных триггером L1. В результате объём данных, который необходимо передавать и обрабатывать на этом этапе, составляет лишь 2–6% от данных всего детектора. Алгоритмы триггера L2 по своей точности мало уступают оффлайновой реконструкции, но обладают более высокой производительностью. Частота событий после отбора триггером L2 снижается до 3–6 кГц, а время принятия решения должно составлять до 40 мс.

Для событий, прошедших отбор в триггере L2 производится т.н. построение события (Event Building) — создание структуры данных формата, аналогичного используемому для оффлайновой реконструкции событий. Это необходимо, поскольку триггер EF использует алгоритмы, близкие к оффлайновым. На этом этапе поток событий, поступающих с триггера L2, снижается до величины 700–1000 Гц, а на принятие решения уходит до 1 с. Проектное значение потока данных на выходе фильтра событий составляло 400 Гц, но фактически система съёма данных (Data Acquisition, DAQ) в 2011–2012 гг. позволяла записывать собы-

тия с частотой, в 2–2.5 раза большей. Эти события сохраняются в постоянном хранилище и затем используются для физического анализа.

Конфигурация триггера ATLAS задаётся с помощью *триггерного меню* — набора т. н. *триггерных цепочек*. Каждая цепочка представляет собой последовательность из набора сигнатур L1, поиск которых производится триггером первого уровня, и последовательности алгоритмов, выполняемых на уровне L2 и EF с их параметрами. Отдельно взятая триггерная цепочка также часто называется просто триггером. Полное триггерное меню, используемое при наборе данных ATLAS в сеансе Run 1 включало более 500 различных цепочек. В названии каждой цепочки отражены основные критерии производимого отбора. Например, цепочка EF_2mu4_Jpsimumi производит отбор двух мюонов с поперечным импульсом более 4 ГэВ каждый, которые фитируются в общую вершину и обладают инвариантной массой, совместимой с массой J/ψ -мезона (префикс EF в названии иногда опускается). Аналогично именуются этапы L1 и L2 для каждой цепочки: например, указанная цепочка EF_2mu4_Jpsimumi основывается на отборе L1_2MU4 в триггере L1, т. е. требуется наличие двух мюонов, идентифицированных в триггере L1.

Для триггерных цепочек может применяться *деление частоты (prescale)*. Это означает, что только одно из N событий, проходящих отбор данным триггером, сохраняется для последующего анализа. Число N называется *коэффициентом деления частоты (prescale factor)*. Оно может применяться на любом из трёх уровней триггера либо сразу на нескольких (в этом случае коэффициент деления частоты для всей цепочки будет равен произведению коэффициентов на всех уровнях).

Деление частоты применяется для триггерных цепочек, когда при высоких светимостях потоки событий, отбираемых ими, превышают установленные пределы. Кроме того, оно применяется для специальных цепочек, используемых, например, в мониторинге состояния детектора, где высокая статистика не требуется. Для поддержания потоков событий на всех уровнях триггера в допустимых пределах при меняющейся светимости триггерное меню дополняется набором коэффициентов деления частоты, соответствующих различным диапазонам светимости, для всех цепочек (этот механизм позволяет также отключить цепочку полностью, установив коэффициент равным 0).

Минимальным периодом набора данных, в пределах которого светимость считается практически постоянной, является т. н. *блок светимости (luminosity block)* — временной промежуток, обычно равный 30 с. Изменение коэффициентов деления частоты триггеров возможно только с началом нового блока светимости. Когда говорят об интегральной светимости, соответствующей той или иной триггерной цепочке, подразумевается сумма светимостей всех блоков, в течение которых она работала, делённых на соответствующие им коэффициенты деления частоты для этой цепочки.

События, отбираемые различными триггерными цепочками, группируются в т. н. физические потоки, используемые затем в разных физических анализах, нацеленных на изучение тех или иных объектов. Например, все триггерные цепочки, связанные с отбором мюонов,

объединяются в мюонный поток **Muons**, электронов и фотонов — в поток **Egamma**. Помимо этих, в число основных потоков входят также **Jet/Tau/ETMiss** с триггерами, отбирающими струи, τ -лептоны или упущенную поперечную энергию, и **MinBias**, включающий специальные триггеры с минимальными условиями на отбор. Кроме того, в 2012 г. использовались т. н. отложенные физические потоки: события в них записывались в хранилище, но их реконструкция не производилась немедленно для экономии вычислительных ресурсов системы Грид. Они были обработаны лишь после окончания набора данных в сеансе Run 1. Использовались два отложенных потока: **Bphysics**, в который попадала значительная часть событий, отобранных триггером В-физики, и **Hadrons**, включающий определённые калориметрические триггеры. На рис. 1.9 приведены средние потоки событий, отбираемых триггерами в каждом из основных и отложенных физических потоков.

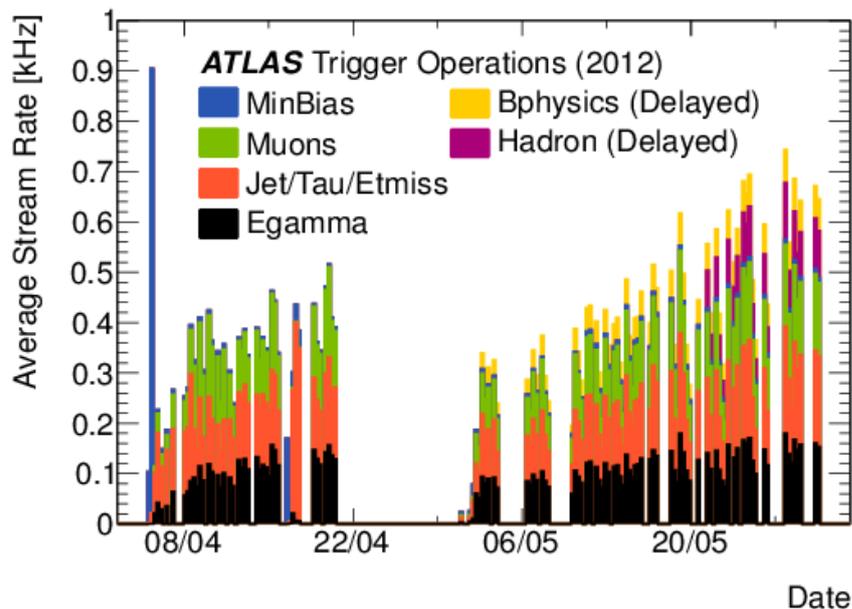


Рисунок 1.9: Средние потоки событий, отбираемых триггерами в каждом из основных и отложенных физических потоков в 2012 г.

При подготовке к новому сеансу работы БАК одним из наиболее значительных изменений в схеме функционирования триггера ATLAS стало объединение процессорных ферм, используемых для выполнения алгоритмов L2 и EF. Благодаря этому появилась возможность динамического конфигурирования распределения ресурсов между ними, а также более гибкого комбинирования быстрых и прецизионных алгоритмов. Общая схема работы триггера в сеансе Run 2 приведена на рис. 1.10.

Существенные изменения претерпел триггер L1. Одним из них стало использование т. н. топологического процессора в дополнение к СТР. Он позволяет в пределах отведённых для триггера L1 временных интервалов вычислять некоторые характеристики комбинаций найденных объектов, такие как угловое расстояние или инвариантная масса пары мюонов или струй. Даже в условиях сильной гранулярности доступной на уровне L1 информации и, сле-

довательно, невысокой точности вычисляемых значений, применяя отбор с использованием этой информации, возможно достичь существенного сокращения потоков событий, значительно возрастающих в сеансе Run 2.

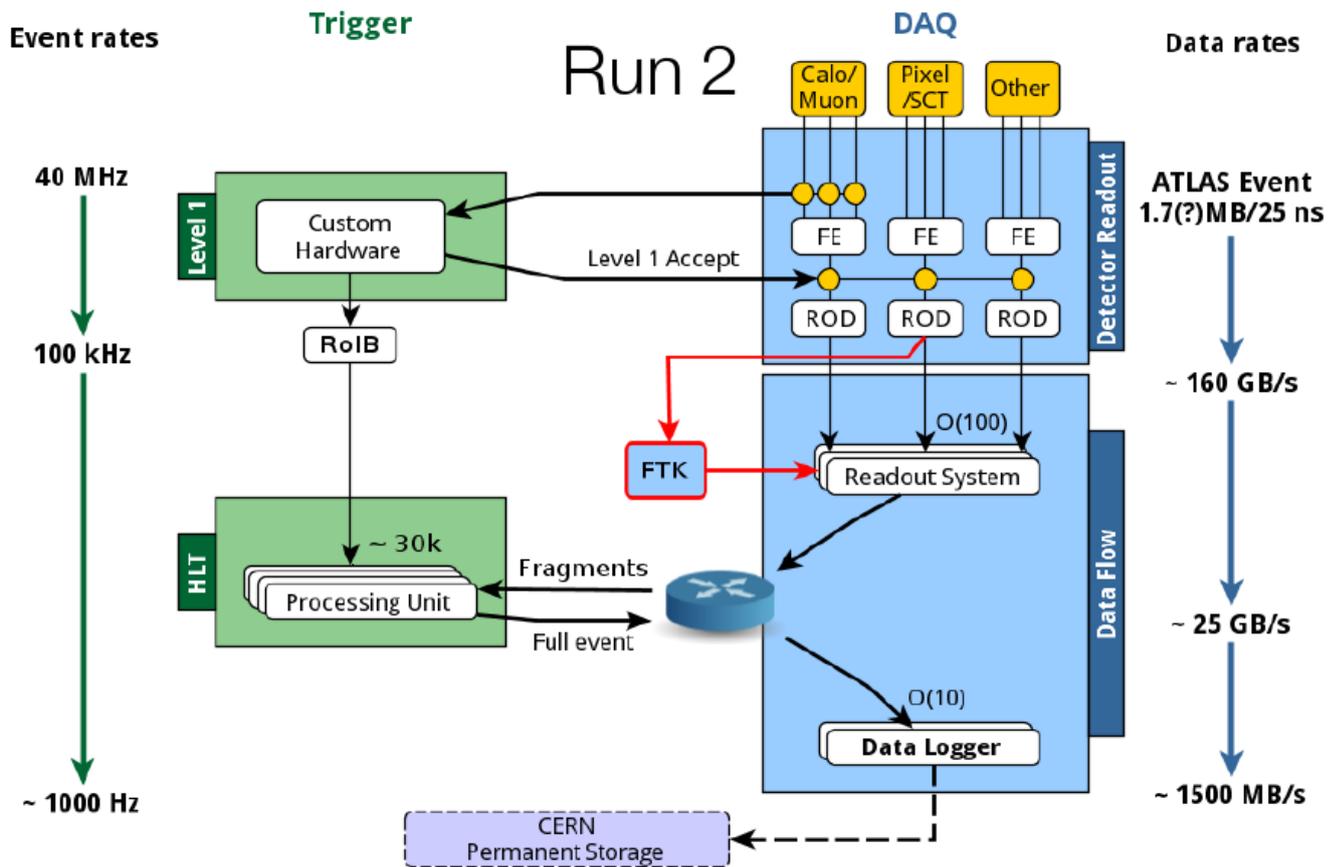


Рисунок 1.10: Схема функционирования триггера и система съёма данных ATLAS в сеансе Run 2.

1.3 Программная модель обработки данных в эксперименте ATLAS

Хранение и обработка данных эксперимента ATLAS осуществляется в системе Грид. Она представляет собой иерархическую распределённую компьютерную сеть, включающую крупные вычислительные центры институтов, участвующих в эксперименте. Центральным узлом сети является вычислительный центр Tier-0, расположенный в ЦЕРНе. Следующими в иерархии являются 11 узлов Tier-1, находящихся в крупных институтах по всему миру. Имеются более мелкие узлы следующих уровней, Tier-2 и Tier-3.

Экспериментальные данные ATLAS имеют несколько основных форматов хранения, между которыми осуществляется последовательное преобразование, начиная с «сырых» данных с детектора, и заканчивая компактными форматами, удобными для конечного физического анализа.

Так называемые «сырые» (RAW) данные являются выходной информацией фильтра событий, содержат информацию, собранную со всех подсистем детектора (поток байтов), и предназначены для дальнейшей реконструкции. Эти данные поступают в систему хранения и обработки данных Tier-0. Основной задачей Tier-0 является их первичная реконструкция с использованием оффлайнного ПО эксперимента ATLAS. После неё выходные данные сохраняются в форматах ESD (Event Summary Data) или AOD (Analysis Object Data) и рассылаются на узлы более низкого уровня. На узлах Tier-1 может производиться повторная реконструкция (репроцессинг) сырых данных после проведения оффлайновых калибровок подсистем детектора, что позволяет улучшить точность измерений, а также восстановить часть данных, оказавшихся непригодными для использования после первичной реконструкции.

Формат ESD содержит наиболее полную информацию о реконструированном событии, и в основном применяется для детального анализа реконструированных объектов в детекторе или мониторинга функционирования самих его подсистем. Формат AOD является производным от ESD и содержит урезанную информацию, которой достаточно для выполнения большинства физических анализов. Размер одного события в описанных форматах составляет порядка 1.5 – 2 МБ в RAW, 0.5 – 1 МБ в ESD и порядка 100 КБ в AOD.

Наконец, данные в форматах DPD (Derived Physics Data) предназначены для конечного физического анализа, выполняемого пользователями. Эти форматы специфичны для отдельных областей физических исследований или вообще для отдельных физических анализов. Данные DPD могут обрабатываться с помощью стандартного в сообществе экспериментальной физики высоких энергий программного пакета ROOT (для форматов ESD и AOD это было невозможно, и для работы с ними требовалось ПО, специфичное для эксперимента ATLAS). В зависимости от количества информации о событии, хранимом в этом формате, каждое событие может занимать объём от нескольких байт до десятков килобайт.

Практически во всех задачах физического анализа используется моделирование событий методом Монте-Карло. В эксперименте ATLAS процедуры, связанные с ним, унифицированы и производятся с использованием единой инфраструктуры ПО. Первым этапом моделирования является моделирование pp -соударений. Для различных физических задач используются различные генераторы, моделирующие различные физические процессы. Информация о характеристиках частиц, родившихся в сгенерированных событиях, на выходе генератора сохраняется в единый и независимый от генератора формат EVNT.

Затем моделируется прохождение родившихся стабильных частиц через детектор с помощью ПО [17], основанного на пакете GEANT 4 [18, 19]. В зависимости от требуемой точности моделирования в некоторых областях детектора (например, в калориметрах) для экономии вычислительных ресурсов вместо использования GEANT 4 может применяться моделирование взаимодействия частиц с веществом, использующее упрощённые параметризации, с помощью пакета Atfast2.

При необходимости моделирования множественных pp -взаимодействий (в большинстве физических задач), предварительно смоделированные события с минимальными условиями на отбор (minimum-bias events) примешиваются к сигнальным событиям в количествах, соответствующих реальным условиям набора данных.

Наконец, на этапе оцифровки моделируется отклик электроники детектора, а затем работа триггера. Получаемые в результате данные имеют формат RDO (Raw Data Objects), который может быть также преобразован в сырой поток байтов RAW, т.е. в нём содержится информация, идентичная поступающей с детектора, а также информация о частицах, родившихся на этапе моделирования pp -соударения и взаимодействия с веществом детектора. Далее такие данные реконструируются с помощью того же ПО, что используется для экспериментальных данных, и сохраняется в тех же форматах ESD, AOD и DPD.

Поскольку условия работы детектора, pp -соударений и ПО оффлайновой реконструкции меняются со временем, эти изменения должны отражаться в моделировании Монте-Карло. Это достигается путём использования разных конфигураций моделирования прохождения частиц через детектор, оцифровки, триггера и реконструкции. Так, для анализа данных, набранных при энергии 7 ТэВ, применяются наборы Монте-Карло, подготовленные с конфигурацией MC11, отвечающей условиям набора данных в 2011 г., а для данных 2012 г. используется конфигурация MC12.

1.4 Условия набора данных в сеансе Run 1

Сеанс Run 1 продолжался с конца 2009 г. по начало 2013 г. В 2009 г. в основном производились технические пусконаладочные работы, и эти данные мало использовались в физическом анализе.

Большую часть 2010, 2011 гг. и весь 2012 г. коллайдер работал в режиме pp -соударений с промежутком между последовательными соударениями сгустков 50 нс. Энергия в системе центра масс составляла $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в 2010–2011 гг. и 8 ТэВ в 2012 г. Кроме того в конце 2010 и 2011 гг. проводились короткие сеансы столкновений ядер свинца, а в начале 2013 г. — сеанс столкновений протонов с ядрами свинца. Ниже более подробно описаны условия pp -соударений в Run 1.

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. На рис. 1.11 показана зависимость пиковой светимости от времени.

Полная интегральная светимость, характеризующая статистику данных, набранных ATLAS в 2010, 2011 и 2012 гг., равнялась 45 пб^{-1} , 5.3 фб^{-1} и 21.7 фб^{-1} , соответственно. Эти значения отвечают полной статистике событий, зарегистрированных детектором и записанных на ленты. Кроме того для любого физического анализа накладываются дополнительные условия качества данных, т.е. требования штатного функционирования определённых подсистем детектора, триггера и пр. Эти требования могут варьироваться от анализа к

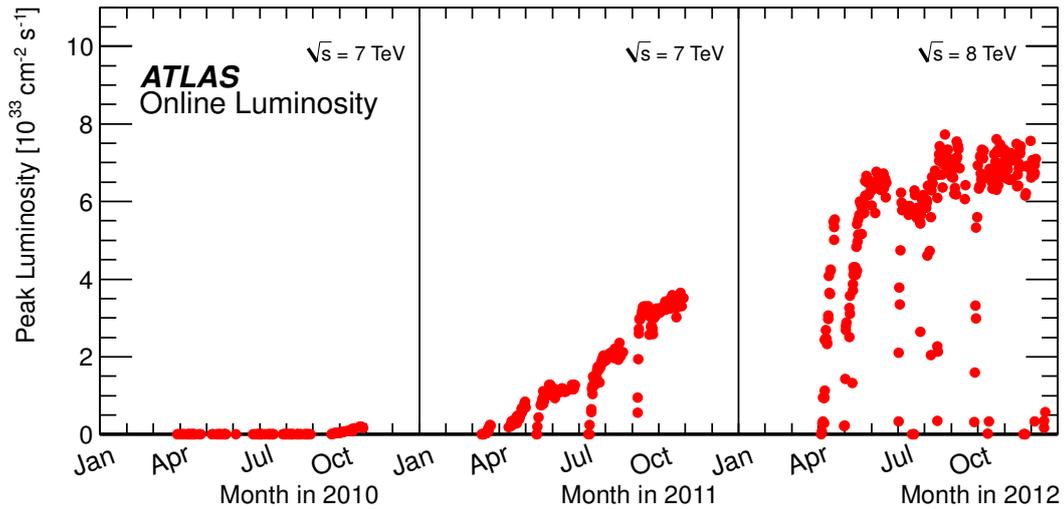


Рисунок 1.11: Зависимость пиковой светимости pp -соударений в детекторе ATLAS от времени в течение сеанса Run 1.

анализу, поэтому точные значения интегральной светимости используемого набора данных указываются в каждом из них. Обычно доля данных, подходящих под указанные условия, составляет более 90 – 95 %.

Условия набора данных в 2010 г. существенно отличались от 2011 – 2012 гг., а набранная статистика была мала. Поэтому в подавляющем большинстве анализов, использующих полный набор данных сеанса Run 1 либо данные, набранные при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, данные 2010 г. не используются (в частности, так делается в анализах, описываемых в главах 3 и 4).

Рисунок 1.12 показывает, как набиралась статистика pp -соударений в ATLAS со временем в течение 2011 и 2012 гг.

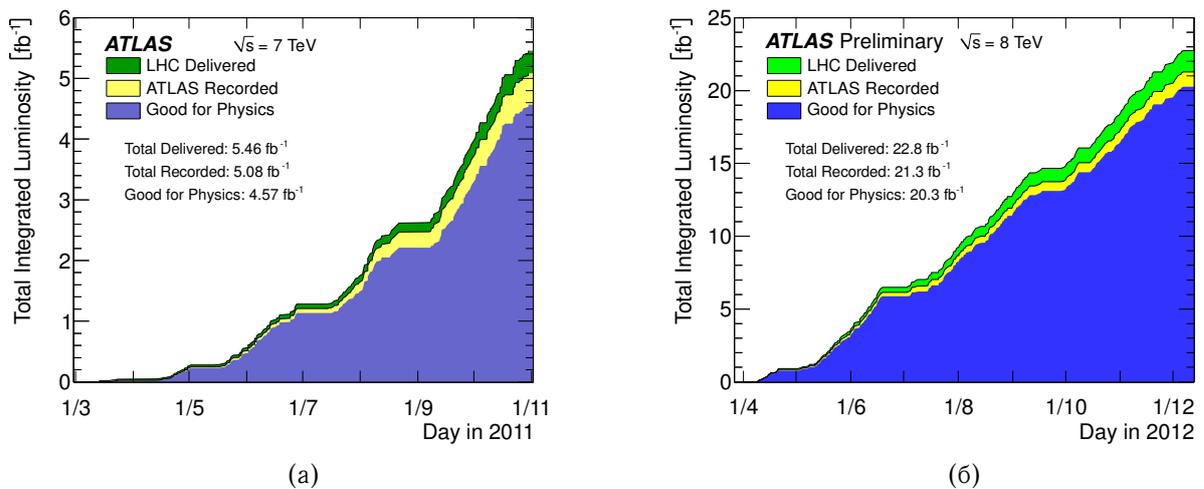


Рисунок 1.12: Зависимость полной интегральной светимости, набранной в pp -соударениях детектором ATLAS в (а) 2011 г. и (б) 2012 г. от времени.

При высоких светимостях возникал эффект наложенных pp -соударений, когда в одном столкновении сгустков протонов могло происходить несколько неупругих взаимодействий. Это приводит к увеличению числа родившихся в событии частиц, реконструированных первичных вершин и может существенно усложнять анализ. Важной характеристикой условий набора данных является множественность наложенных соударений в одном столкновении сгустков протонов. Её пиковые значения в зависимости от времени в сеансе Run 1 показаны на рис. 1.13, а распределения средней множественности $\langle\mu\rangle$, взвешенные на единицу интегральной светимости в 2011 и 2012 гг., — на рис. 1.14. Средняя множественность наложенных соударений вычисляется как среднее по всем сталкивающимся сгусткам протонов от величины $\mu = \mathcal{L}_{\text{bunch}} \cdot \sigma_{\text{inel}} / f_r$, где $\mathcal{L}_{\text{bunch}}$ — мгновенная светимость для данной пары сгустков, σ_{inel} — сечение неупругого взаимодействия протонов, равное 71.5 мб и 73.0 мб для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 8 ТэВ соответственно, f_r — частота оборотов пучков в LHC [20].

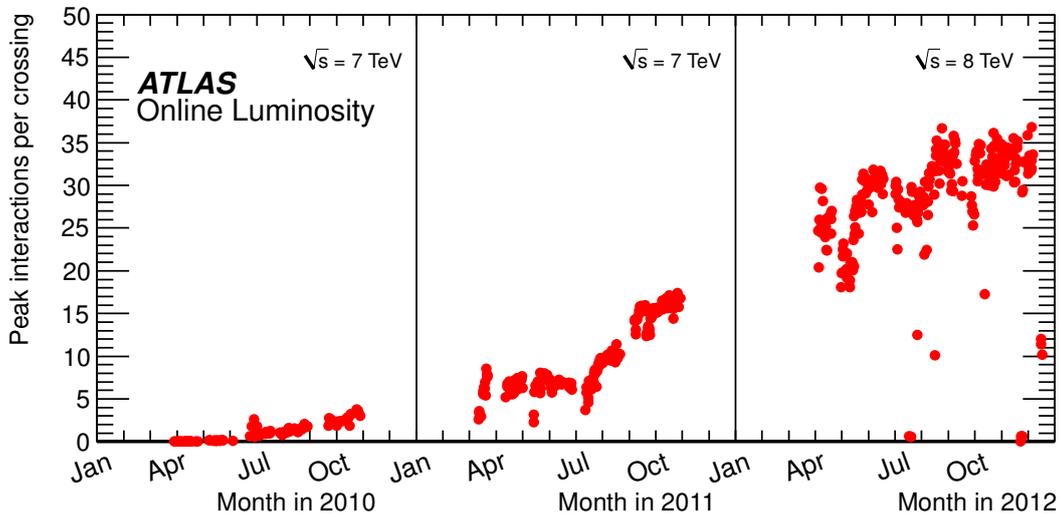


Рисунок 1.13: Зависимость пикового количества наложенных pp -соударений в детекторе ATLAS от времени в течение сеанса Run 1.

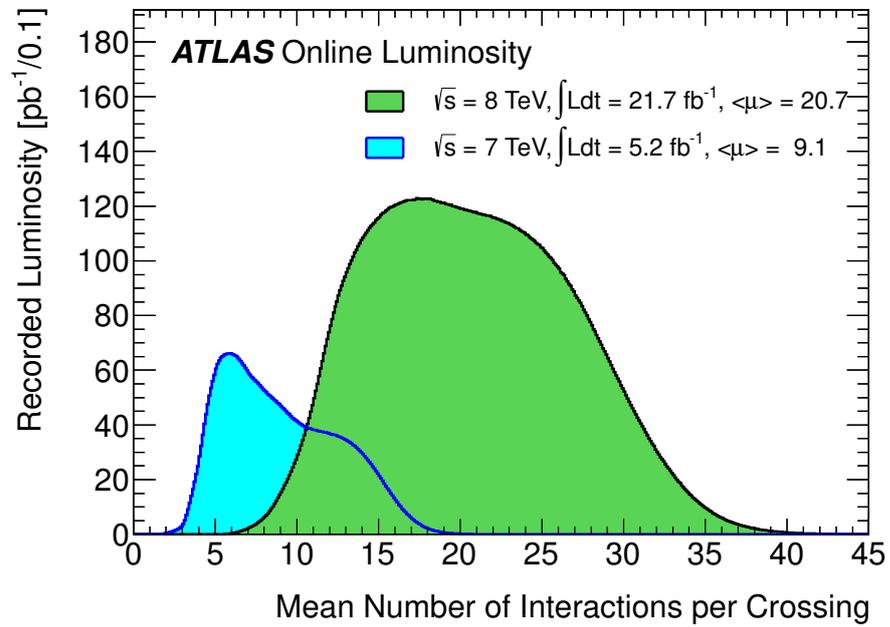


Рисунок 1.14: Распределение среднего количества наложенных pp -соударений $\langle \mu \rangle$ в детекторе ATLAS в 2011 г. (голубая гистограмма) и 2012 г. (зелёная гистограмма).

Глава 2

Исследования адронов, содержащих b -кварк в эксперименте ATLAS

В этой главе даётся краткая характеристика исследований адронов, содержащих b -кварк (В-физики), в эксперименте ATLAS. В разделе 2.1 обосновывается мотивация этих исследований и приводятся предсказания сечений рождения b -адронов при энергиях БАК. В разделе 2.2 дан краткий обзор основных направлений исследований В-физики в эксперименте ATLAS, а также ключевых полученных результатов. В разделе 2.3 описывается триггер В-физики, используемый в ATLAS для онлайн-отбора событий для этих исследований, и более подробно — один из его алгоритмов для отбора полулептонных распадов b -адронов, разработанный в 2012 г.

2.1 Рождение b -адронов на Большом адронном коллайдере

Преимущество экспериментов на БАК для исследований в области В-физики состоит в большой величине сечения рождения b -кварков. На рис. 2.1 показана зависимость сечений различных физических процессов от энергии pp -соударений в системе центра масс. Видно, что сечение рождения b -кварков почти на порядок выше при энергиях БАК, по сравнению, например, с энергиями ускорителя Тэватрон.

Кроме того, на адронных машинах возможно рождение всех существующих адронов, содержащих b -кварк: мезонов B^+ , B^0 , B_s^0 и B_c^+ , их возбуждённых состояний, а также прелестных барионов. Рождение наиболее тяжёлых из них было невозможно на В-фабриках — электрон-позитронных ускорителях, настроенных на резонансную энергию рождения состояния боттомония $\Upsilon(4S)$, таких как КЕКВ (эксперимент Belle) и PEP-II (эксперимент BaBar).

Понимание процессов рождения b -кварков pp -соударениях важно как с точки зрения проверки точности вычислений в КХД, так и для оценки их фоновых вкладов при поисках процессов новой физики. Следует отметить, что к началу 2000-х годов имелись существенные расхождения между доступными вычислениями и экспериментальными измерениями на Тэватроне, существенно превышавшими теоретические предсказания (см., напр., обзор [21]).

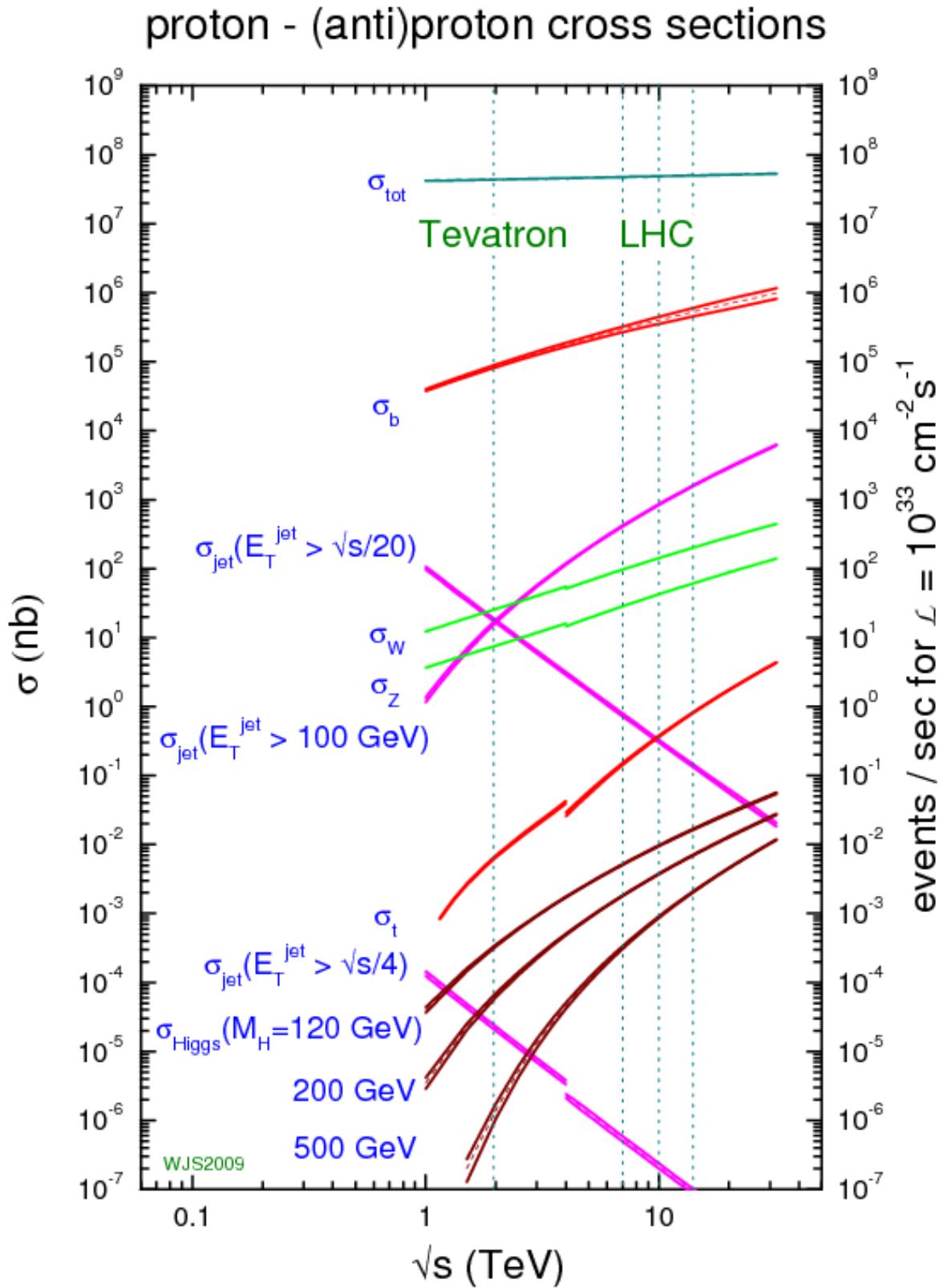


Рисунок 2.1: Сечения различных физических процессов как функция энергии pp -соударений в системе центра масс.

Доминирующим источником рождения тяжёлых кварков на адронных машинах являются процессы КХД. Вкладом электрослабых процессов, таких как $W \rightarrow tb$ или $Z \rightarrow b\bar{b}$ в большинстве оценок можно пренебречь. Процессы рождения в КХД можно разделить на три категории:

1. *Парное рождение (flavour creation)*, в котором пара $b\bar{b}$ рождается в глюонном синтезе или аннигиляции лёгкого кварка и антикварка: $g + g \rightarrow b + \bar{b}$, $q + \bar{q} \rightarrow b + \bar{b}$. Эти процессы являются механизмом лидирующего порядка по константе сильного взаимодействия α_s и формирует большую часть полного сечения рождения при низких энергиях. Однако уже при энергиях Тэватрона расчёты в лидирующем порядке дают результат существенно ниже экспериментально измеряемых сечений (см., напр., [22]).
2. *Возбуждение аромата (flavour excitation)* — рассеяние b - или \bar{b} -кварка из начального состояния одного из сталкиваемых адронов в конечное глюоном или лёгким кварком/антикварком: $g + b \rightarrow g + b$, $g + \bar{b} \rightarrow g + \bar{b}$, $q + b \rightarrow q + b$, $q + \bar{b} \rightarrow q + \bar{b}$, $\bar{q} + b \rightarrow \bar{q} + b$, $\bar{q} + \bar{b} \rightarrow \bar{q} + \bar{b}$. Парный b -кварк вылетает из моря в силу сохранения аромата. Вклад этого механизма чувствителен к количеству b -кварков в протоне. Оно определяется Q^2 -эволюцией структурной функции. Даже в отсутствие собственных $b\bar{b}$ -пар в структурной функции протона, они могут рождаться из моря глюонов при высоких переданных импульсах Q^2 .
3. *Рождение в партонном ливне или фрагментации*, когда b -кварки не участвуют в жёстком $2 \rightarrow 2$ взаимодействии, а рождаются в последующем партонном ливне или в результате фрагментации. В эту категорию попадают, в частности, реакции с расщеплением глюона (gluon splitting) $g + g \rightarrow g + g(\rightarrow b + \bar{b})$

Последние два механизма описываются диаграммами нелидирующего порядка, но при энергиях Тэватрона и БАК их вклады оказываются не менее существенными.

За период строительства и запуска БАК был достигнут значительный прогресс в понимании экспериментальных данных Тэватрона по рождению b -кварков и в разработке теоретических подходов к описанию этих процессов (см., напр., обзор [23]). В частности, в рамках подхода FONLL [24, 25] (Fixed Order + Next-to-Leading Log, вычисления в фиксированном следующем за лидирующем порядке по α_s , совмещённые с суммированием в следующем за лидирующим логарифмическом приближении) было показано, что расхождения с экспериментом существенно сокращаются при согласованном использовании непертурбативных параметров функций фрагментации, полученных из данных e^+e^- -аннигиляции [26]. Одновременно с этим развивались новые теоретические подходы, а именно совмещение вычислений в следующем за лидирующем порядке с моделированием партонных ливней в генераторах Монте-Карло, работающих в главном логарифмическом приближении. Это такие программы, как MC@NLO [27, 28] и POWHEG [29, 30], совмещаемые с генераторами партонных ливней

Таблица 2.1: Предсказания сечений рождения (в мкб) пар $b\bar{b}$, полученные в РУТНІА 6 для полной кинематической области и для $p_T(b) > 10$ ГэВ, $|\eta(b)| < 2.5$ при энергиях pp -соударений 7 и 8 ТэВ.

	Полная кинематическая область		Область $p_T(b) > 10$ ГэВ, $ \eta(b) < 2.5$	
	7 ТэВ	14 ТэВ	7 ТэВ	14 ТэВ
Парное рождение	45	102	15	34
Возбуждение аромата	223	521	48	105
Партонный ливень/фрагментация	161	593	19	71
Всего	429	1216	79	210

HERWIG [31] и РУТНІА [32]. Все эти подходы, однако, страдают от значительных неопределённостей, связанными с масштабными параметрами ренормализации и массами b -кварков. В целом все они демонстрируют неплохое согласие с измерениями, выполненными на БАК всеми четырьмя экспериментами, хотя и остаются некоторые расхождения при описании спектров b -кварков [23].

Основным генератором Монте-Карло, используемым в экспериментах на БАК для моделирования событий с рождением $b\bar{b}$ -пар является программа РУТНІА [32, 33]. Хотя обычно исследования физики тяжёлых кварков не полагаются на точное воспроизведение сечений рождения в используемых при моделировании генераторах, представляет интерес рассмотреть предсказания, даваемые РУТНІА для этих сечений.

В работе [6] было проведено моделирование рождения пар $b\bar{b}$ с использованием программы РУТНІА 6.4 в различных механизмах, перечисленных выше. РУТНІА производит вычисления в лидирующем порядке КХД, эффективно учитывая механизмы следующего за лидирующим порядком при моделировании партонных ливней. Были использованы настройки параметров генератора, принятые в эксперименте ATLAS [34].

В таблице 2.1 приведены полученные сечения рождения пар $b\bar{b}$ в полной кинематической области и с хотя бы одним из кварков в области $p_T(b) > 10$ ГэВ, $|\eta(b)| < 2.5$, примерно соответствующей аксептансу детектора ATLAS, для энергий pp -соударений $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ. Видно, что при таких энергиях механизмы рождения нелидирующего порядка вносят доминирующий вклад в полное сечение.

Полученная величина полного сечения 429 мкб при энергии 7 ТэВ выше значений, получаемых из экстраполяции измерений ATLAS [35], LHCb [36, 37] и ALICE [38] (хотя согласуются с первыми в пределах высоких погрешностей), которые лежат в диапазоне 200–400 мкб. Такой же эффект наблюдался и в измерениях CMS, где сечения, предсказываемые РУТНІА, превышали экспериментально измеренные [39–41].

2.2 Программа В-физики эксперимента ATLAS

Установка ATLAS является детектором общего назначения, и В-физика входит в число его приоритетных задач. В отличие от специализированной для подобных исследований установки LHCb, ATLAS обладает 4π -геометрией, что позволяет измерять процессы рождения b -адронов в центральной области.

Программа В-физики ATLAS охватывает многие аспекты физики тяжёлых ароматов [42], включая измерения сечений рождения, свойств распадов и спектроскопию состояний, содержащих тяжёлые кварки.

Сечения рождения b -адронов измерялись в эксперименте ATLAS с использованием распадов в инклюзивное конечное состояние $D^{*+}\mu^-X$ [35] и в эксклюзивном канале распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ [43] при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. В первом случае на статистике 3.3 пб^{-1} были измерены усреднённые и дифференциальные по поперечному импульсу и скорости b -адрона сечения. При исследовании канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ был использован набор данных, соответствующий светимости 2.4 фб^{-1} , что позволило произвести измерение дважды дифференциальных сечений. Полученные результаты в целом согласуются с предсказаниями вычислений FONLL и моделей MC@NLO+HERWIG и POWHEG+PYTHIA.

Также были измерены сечения рождения D -мезонов при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [44].

Значительную долю измерений занимают и исследования рождения тяжёлых адронов со скрытым ароматом. Так, были при энергии 7 ТэВ измерены дифференциальные сечения рождения состояний чармония — J/ψ - [45] и $\psi(2S)$ -мезонов [46], и боттомония $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ [47]. Также измерялись сечения ассоциированного рождения J/ψ -мезона с калибровочными бозонами W при энергии 7 ТэВ [48] и Z при 8 ТэВ [49].

Среди исследований распадов b -адронов следует отметить последние прецизионные измерения характеристик распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ с использованием данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [50]. Были измерены, в частности, величина фазы CP-нарушения $\phi_s^{c\bar{c}s}$, средняя ширина распада Γ_s и разность ширин тяжёлого (B_H) и лёгкого (B_L) массовых состояний $\Delta\Gamma_s$. Комбинация этого результата с измерением при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [51] позволяет установить ограничения на эти величины, не уступающие результатам CMS и сравнимые с измерениями LHCb (рис. 2.2).

Не менее важным направлением являются исследования редких распадов B -мезонов, характеристики которых могут быть особенно чувствительны к проявлениям новой физики. Наиболее значимым результатом здесь является установление верхнего предела на относительную парциальную ширину распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ [14, 53] с использованием данных при энергии 7 ТэВ, подробнее описанное в главе 4. Анализ полного набора данных сеанса Run 1, который также будет включать распад $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, ведётся в настоящее время. Кроме того, ведутся измерения угловых характеристик полулептонных распадов, таких как $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-K^{*0}$.

Важное место в программе В-физики ATLAS занимают исследования спектроскопии тяжёлых адронов. В области состояний со скрытыми ароматами можно отметить первое на-

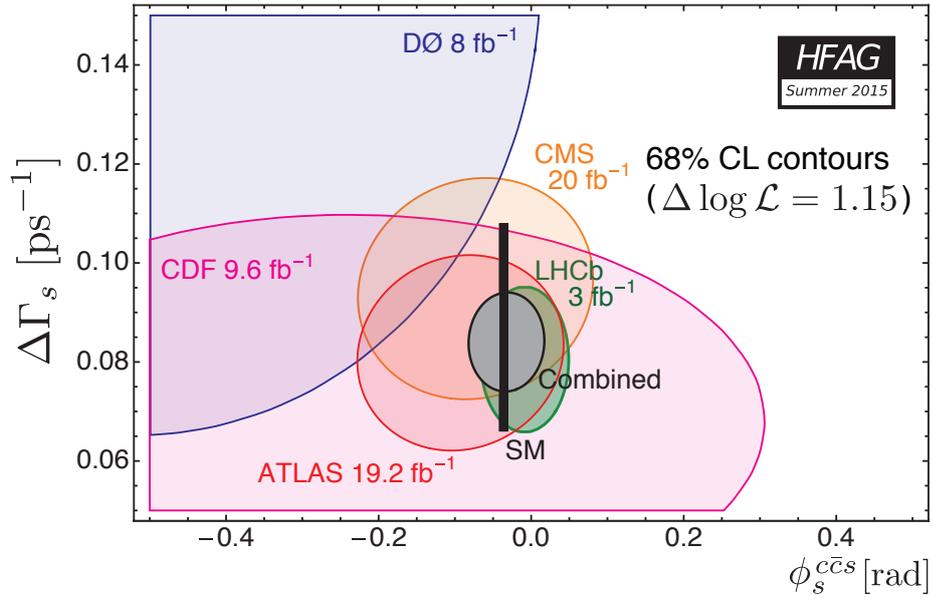


Рисунок 2.2: Контуры функции правдоподобия, соответствующие доверительному интервалу 68% в плоскости $\phi_s^{c\bar{c}s} - \Delta\Gamma_s$ для измерений в пяти экспериментах, а также их статистическая комбинация и предсказания СМ [52].

блюдение состояния чармония $\chi_b(3P)$ в радиационных распадах $\Upsilon(1S, 2S)$ -мезонов [54], а также измерение сечений прямого и непрямого рождения состояний чармония χ_{c1}, χ_{c2} [55] при энергии 7 ТэВ. В поисках новых состояний с открытой прелестью наиболее интересным результатом стало первое наблюдение возбуждённого состояния B_c^+ -мезона в данных Run 1, характеристики которого согласуются с предсказаниями для возбуждения $B_c^+(2S)$ [56] (рис. 2.3). Был также проведён поиск экзотического состояния боттомония X_b в канале $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, позволивший установить наиболее строгие ограничения на произведение сечения его рождения и вероятности распада по данному каналу [57].

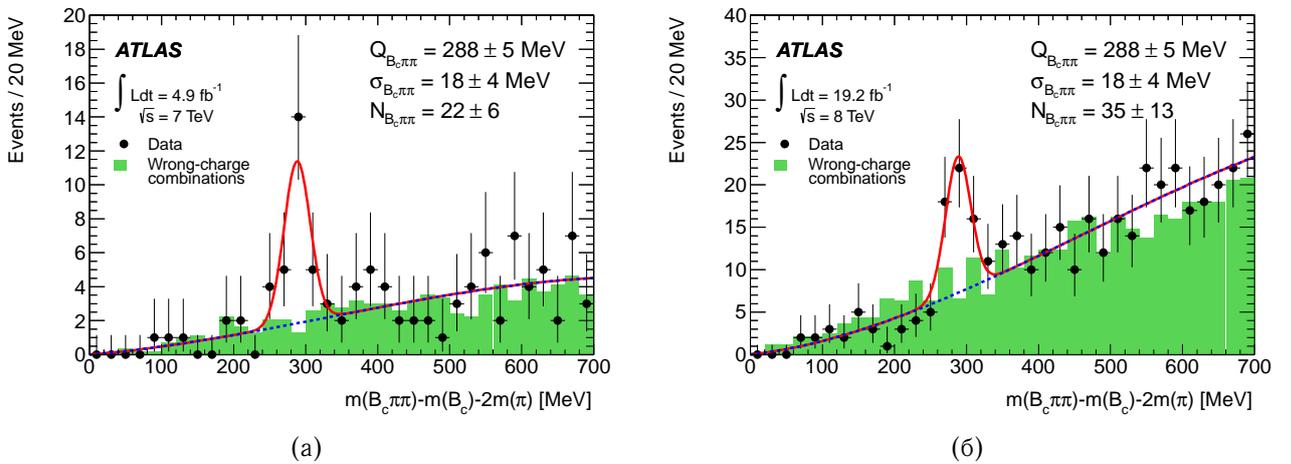


Рисунок 2.3: Сигналы распада возбуждённого состояния B_c^+ -мезона в распределении переменной $Q = m(B_c^+\pi^+\pi^-) - m(B_c^+) - 2m(\pi^\pm)$, соответствующие данным при энергии pp -соударений (а) 7 ТэВ и (б) 8 ТэВ [56].

Все описанные направления исследований остаются актуальными и в начавшемся сеансе Run 2. Уже было представлено первое измерение доли непрямого рождения J/ψ -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [58]. Наиболее важными задачами остаются измерения сечений рождения тяжёлых адронов с целью проверки предсказаний КХД для более высокой энергии, дальнейшее уточнение характеристик распадов b -адронов и поиски новых состояний, в том числе барионов, содержащих два тяжёлых (b или c) кварка. Актуальным также становится подтверждение наблюдения состояния $B_c^+(2S)$, которое пока не наблюдалось ни в одном другом эксперименте, на новом наборе данных.

2.3 Триггер В-физики

В этом разделе даётся общее описание триггера В-физики эксперимента ATLAS, а также входящих в него алгоритмов $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, разработанных в 2012 г. для отбора полуплептоновых распадов b -адронов с парой мюонов в широком окне инвариантной массы в условиях растущей светимости. Триггерный отбор событий для исследований тяжёлых адронов в ATLAS основывается на поиске сигнатур распадов с мюонами в конечном состоянии, поэтому в начале раздела дано описание мюонного триггера.

2.3.1 Мюонный триггер

На уровне триггера L1 мюоны идентифицируются путём поиска пространственных и временных совпадений сигналов в камерах RPC для центральной области детектора и в TGC для торцевой, таких, что предполагаемая траектория частицы начинается из области столкновений протонов [9].

Степень отклонения последовательности отсчётов в детекторе (паттерна) от ожидаемой траектории мюона с бесконечным импульсом (не отклоняющегося магнитным полем) используется для грубой оценки поперечного импульса p_T мюона. В триггере L1 сконфигурировано шесть порогов p_T мюонов: низкие MU4, MU6, MU10 и высокие MU11, MU15 и MU20, где число примерно соответствует пороговому значению p_T в ГэВ. Для более высоких порогов эффективность отбора мюонов в районе порогового значения p_T возрастает более полого, чем для низких, в связи с ухудшающейся точностью оценки кривизны трека в L1. Нижняя граница диапазона p_T мюонов, эффективно регистрируемых на уровне триггера, определяется низшим порогом в мюонном триггере L1 — 4 ГэВ.

Триггеры, основанные на сигналах RPC требуют наличия сигналов во всех трёх слоях камер для высоких порогов p_T и в двух слоях для низких. Для отбора мюонов в торцевой части требуется наличие совпадения сигналов во всех трёх слоях камер TGC за исключением небольшой области псевдобыстрот для порога MU4, где достаточно совпадения в двух слоях.

В областях детектора, соответствующих найденным сигнатурам мюонов, с учётом определённых для них порогов p_T , формируются области интереса (RoI), которые передаются

в триггеры L2 и EF для последующей программной реконструкции мюонов. Ширина RoI составляет 0.2×0.2 и 0.06×0.06 в переменных $\Delta\eta \times \Delta\phi$ для центральной и торцевой областей детектора соответственно. Для отдельных триггерных цепочек В-физики, в частности, описываемых ниже триггеров $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, формируются более широкие RoI с полушириной ± 0.75 по η и ϕ , т. к. в них необходима реконструкция дополнительных треков, соответствующих частицам, летящим на некотором угловом расстоянии от мюона.

Геометрический акцептанс мюонного триггера L1 составляет порядка 80% в центральной области и 99% в торцевой (ограниченной $|\eta| < 2.4$). Его малость в центральной области связана с отсутствием камер RPC в районе $\eta = 0$, где находятся каналы сервисного доступа и служебные элементы (провода и др.), обслуживающие внутренний детектор и калориметры, а также в небольших областях нижней части детектора, где расположены его опоры.

В триггере L2 мюонный трек реконструируется внутри построенной RoI с использованием отсчётов в камерах MDT для более точного измерения параметров трека. Таким образом формируется *автономный мюонный трек L2*. Для обеспечения максимального разрешения за короткое время поперечный импульс измеряется с помощью упрощённых (по отношению к оффлайнным) алгоритмов. Затем автономный мюонный трек сопоставляется с треками, найденными во внутреннем детекторе с помощью алгоритмов быстрой реконструкции, используемых в на уровне L2. Ближайший трек по η и ϕ выбирается как соответствующий найденному мюону. Значение p_T рассчитывается как взвешенное среднее автономного трека и трека во внутреннем детекторе. Таким образом формируется *комбинированный мюон*, соответствующий измерению двух подсистем.

В триггере EF применяются две различные процедуры реконструкции мюонов. Первая состоит в поиске мюона внутри сформированной RoI и применяется в большинстве мюонных триггерных цепочек, а также в триггерах В-физики. Сначала формируются кандидаты автономных мюонов EF с использованием информации со всех мюонных камер. При этом используются алгоритмы, аналогичные применяемым в оффлайновой реконструкции мюонов. Они комбинируются с треками внутреннего детектора для построения комбинированных мюонов. В случае, если таким образом построить комбинированный мюон не удаётся, применяется другой подход, при котором все треки, найденные во внутреннем детекторе внутри RoI, экстраполируются в область мюонных камер. Если вдоль такого экстраполированного трека обнаруживаются достаточные сегменты отсчётов в мюонных камерах, они используются для формирования комбинированного мюона. Этот подход более требователен к вычислительным ресурсам, и поэтому используется лишь если первый не сработал.

Также вычисляется степень изолированности мюона путём суммирования поперечных импульсов всех треков обладающих $p_T > 1$ ГэВ (порог реконструкции треков во внутреннем детекторе триггером высокого уровня), летящих внутри конуса с угловым радиусом $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ вокруг комбинированного мюонного трека меньше некоторого значения. Эта сумма используется в триггерах, отбирающих изолированные мюоны, представляющие интерес в ряде физических задач.

Вторая процедура реконструкции мюонов называется полным сканированием и используется для поиска дополнительных мюонов вне RoI. Она требует реконструкции мюонов во всём объёме мюонного спектрометра и треков во всём внутреннем детекторе, которые затем комбинируются друг с другом для построения комбинированных мюонных кандидатов. Это создаёт большую вычислительную нагрузку и требует передачи большого объёма данных с детекторов в систему DAQ, поэтому данная процедура используется для небольшого числа триггерных цепочек, в основном применяемых для измерений эффективности триггера.

На рис. 2.4 показана эффективность одномюонных триггеров μ_4 , μ_6 и μ_8 как функция p_T мюона в центральной ($|\eta| < 1.05$) и торцевой областях ($1.05 < |\eta| < 2.4$), измеренная в модельных и в экспериментальных данных при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ методом меченных мюонов из распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ [9]. Цифра в названии цепочки отвечает пороговому значению p_T , используемому при отборе мюонов в HLT. Триггерная цепочка μ_4 на уровне L1 использует порог MU4, цепочки μ_6 и μ_8 — порог MU6. Эффективность вычисляется по отношению к мюонам, реконструируемым с помощью оффлайновых алгоритмов. Видно, что эффективность триггера μ_4 на номинальном пороговом значении составляет всего 40%, а кривая плавно возрастает вплоть до 8 ГэВ, где достигает значения насыщения 80–90%. Такое поведение определяется главным образом эффективностью регистрации мягких мюонов в триггере L1.

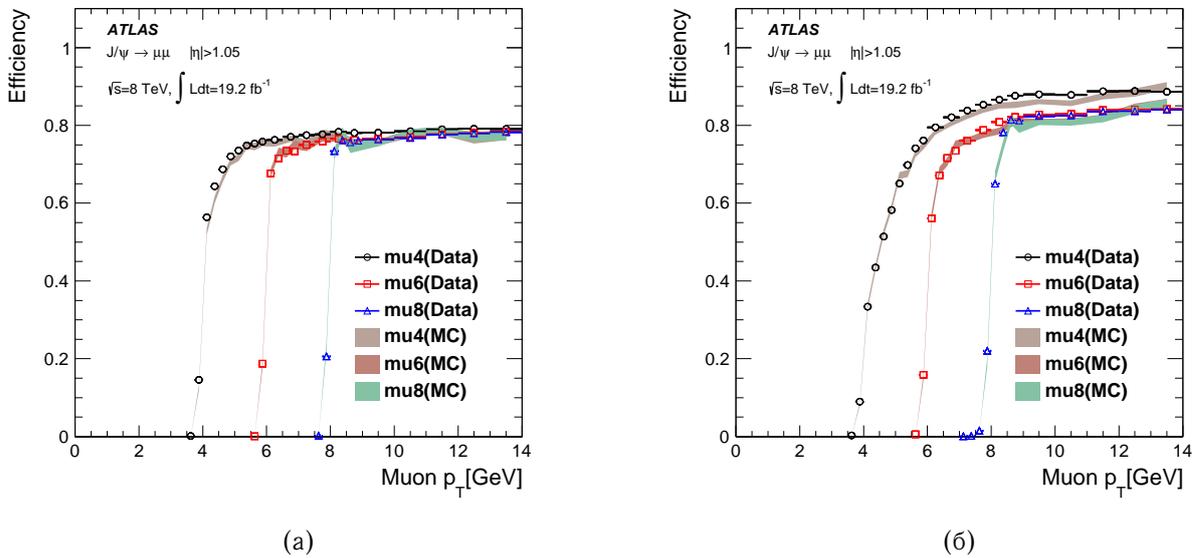


Рисунок 2.4: Эффективность одномюонных триггеров с низкими порогами p_T μ_4 , μ_6 , μ_8 как функция p_T в (а) центральной и (б) торцевой областях детектора, измеренная в экспериментальных данных (точки) и по результатам моделирования Монте-Карло (цветные полосы).

2.3.2 Основные триггерные алгоритмы триггера В-физики

Исследования физики b -адронов и тяжёлых кваркониев в эксперименте ATLAS основаны на использовании триггера В-физики. Он включает несколько алгоритмов, реализованных в триггере высокого уровня (как L2, так и EF). Логика работы алгоритмов L2 и EF в основном совпадает, они лишь используют информацию о мюонных треках (и треках во внутреннем детекторе), доступную на каждом из этих уровней.

Основной тип алгоритмов, использовавшийся большую часть сеанса Run 1, опирается на выделение пары мюонов в двух RoI, идентифицированных в триггере первого уровня, которые затем реконструированы в триггере L2 и EF. Цепочки, основанные на таких алгоритмах, называются димюонными триггерами В-физики. Отбор направлен на выделение сигналов распадов тяжёлых адронов с двумя мюонами в конечном состоянии и подавление событий с парами несвязанных между собой мюонов.

Сначала применяется отбор противоположно заряженных пар мюонов по инвариантной массе. Используются следующие массовые окна:

- для сигналов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ (как для прямого рождения чармония, так и из распадов $B \rightarrow J/\psi X$) — 2.5 – 4.3 ГэВ;
- для сигналов редких распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ — 4 – 8.5 ГэВ;
- для сигналов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ — 8 – 12 ГэВ;
- широкий диапазон масс 1.5 – 14 ГэВ для целей мониторинга.

Этим окнам соответствуют суффиксы `Jpsimumu`, `Bmumu`, `Upsimumu` и `DiMu` в названиях триггерных цепочек.

Для таких пар мюонов производится фитирование общей вершины и накладывается требование на качество фита $\chi^2 < 20$. Это условие существенно снижает поток фоновых событий.

Триггерные цепочки, использующие алгоритмы такого типа, имеют имена вида `EF_2mu4_Jpsimumu`, где `2mu4` обозначает наличие двух мюонов, идентифицированных в триггере первого уровня с порогами MU4.

Цепочки такого типа являлись основными для исследований В-физики в ATLAS в течение большей части сеанса Run 1. В 2011 г. к триггерам с порогом `2mu4` не применялось деление частоты; в 2012 г. потоки событий триггера `L1_2MU4`, на котором они основывались, стали превышать допустимые пределы, и его стали либо отключать, либо использовать с коэффициентом деления частоты 10. Основными стали триггеры с порогом `mu4mu6` (т. е. один мюон с $p_T > 4$ ГэВ, второй с $p_T > 6$ ГэВ). Параллельно были введены триггеры, требующие идентификацию одного или обоих мюонов на уровне L1 в центральной области детектора. Это позволяло, хоть и исключая существенную часть сигнальных событий, снижать их общие потоки, отбирая события в кинематической области, где разрешение детектора наилучшее.

На рис. 2.5 показан спектр инвариантной массы пар мюонов, отбираемых различными димюонными триггерами (и для сравнения — одномюонным триггером EF_mu20) в данных, соответствующих первой половине 2011 г. Все эти триггеры, кроме EF_2mu4_DiMu, в этот период работали без применения деления частоты.

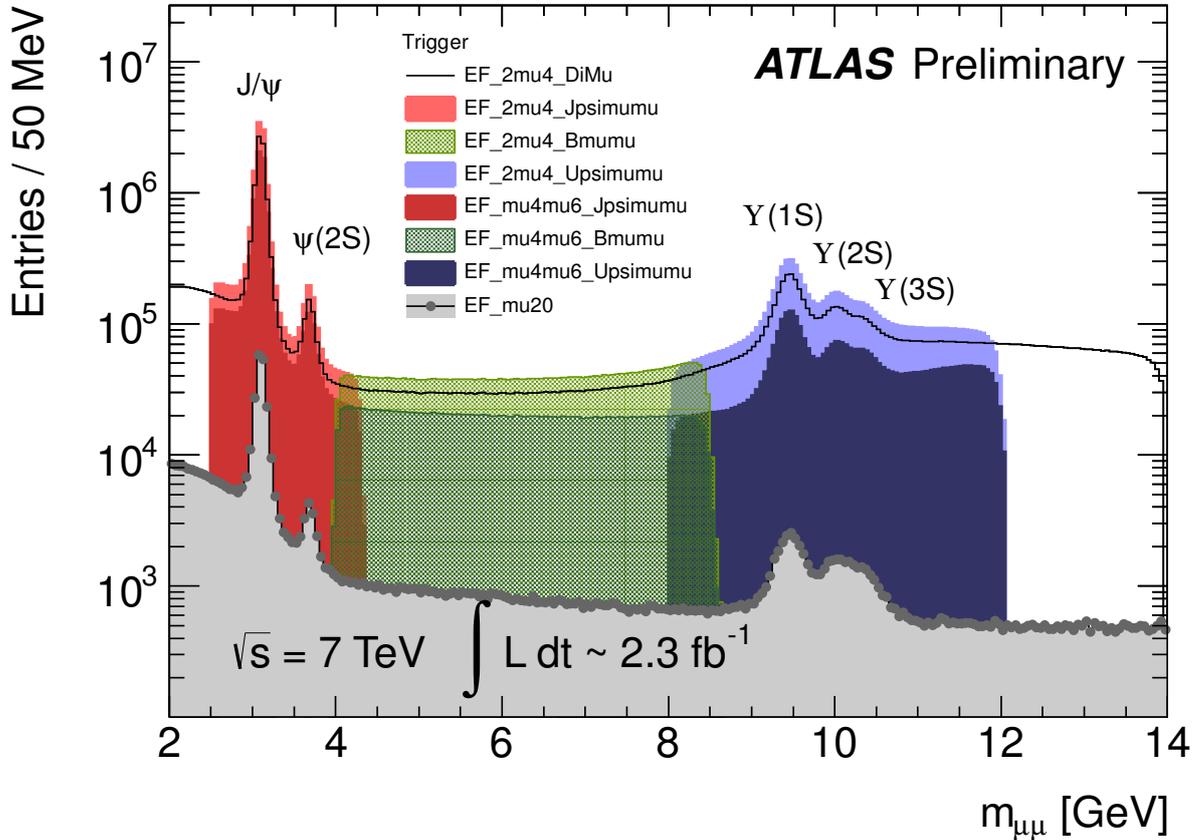


Рисунок 2.5: Спектр инвариантных масс пар противоположно заряженных мюонов, отбираемых различными димюонными триггерами и триггером EF_mu20.

Основной проблемой димюонных триггеров является необходимость идентификации двух отдельных RoI в триггере первого уровня. В случае двух близко летящих мюонов триггер L1 не может разрешить их сигналы в камерах RPC и TGC. В этом случае формируется только одна RoI, срабатывает только одномюонный триггер L1, и алгоритмы димюонного триггера не вызываются. Это существенно снижает эффективность триггерного отбора J/ψ -мезонов с высокими поперечными импульсами, мюоны от распада которых разлетаются с малым углом. Так, при угловом расстоянии между мюонами $\Delta R \approx 0.1$ эффективность димюонного триггера падает примерно в два раза.

Эта проблема отсутствует в другом типе алгоритмов триггера В-физики, который принимает единственную мюонную RoI, найденную триггером L1, и производит поиск второго мюона в ней же. После реконструкции одного мюона алгоритмами уровня EF, в широкой RoI (с полушириной 0.75×0.75) реконструируются все треки во внутреннем детекторе. Они экстраполируются в область мюонных камер, и производится поиск сегментов мюонного трека. В случае, если такие сегменты найдены, к полученной паре мюонов применяется отбор

по инвариантной массе, и они фитируются в общую вершину. Цепочки, использующие этот алгоритм, позволяли повысить эффективность триггерного отбора близко летящих мюонов, а также пар, в которых один из мюонов имеет $p_T < 4$ ГэВ. Однако в связи с тем, что эти цепочки начинались от одномюонного триггера L1, чтобы обеспечить приемлемые потоки событий на этом уровне, большую часть периода набора данных для него использовался высокий порог MU10.

Триггерные цепочки, использующие этот алгоритм имеют имена вида EF_mu10_Jpsimumu, где mu10 показывает, что цепочка основана на одномюонном триггере L1. Эти триггеры активно использовались с умеренным делением частоты в первой половине 2011 г., но позднее в связи с ростом светимости потоки событий стали превышать допустимые пределы.

Ещё один алгоритм, используемый в триггере В-физики, аналогичен только что описанному, но не производит экстраполяцию треков из внутреннего детектора в область мюонных камер, отбирая пары «мюон + трек во внутреннем детекторе». Потоки событий, порождаемых им, существенно выше, поэтому он используется для целей мониторинга и измерения эффективности мюонных триггеров, работая с высокими коэффициентами деления частоты.

Наконец, новый тип алгоритма отбора, введённый в 2012 г., производит поиск дополнительных треков для полной реконструкции отдельных полуплептонных распадов b -адронов в многочастичные конечные состояния с парой мюонов. Эти алгоритмы описаны в следующем разделе.

2.3.3 Триггер $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$

Разработка алгоритмов отбора полуплептонных распадов $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ преследовала две цели:

1. Требовалось обеспечить отбор кандидатов таких распадов с инвариантной массой пары мюонов в широком окне, покрывающем всю кинематически разрешённую в этих распадах область. Простой отбор пары противоположно заряженных мюонов в таком окне порождал при больших светимостях недопустимо высокие потоки событий, которые требовалось снизить применением дополнительных критериев отбора.
2. При ещё более высоких светимостях, планируемых в сеансе Run 2, даже при отборе пары мюонов в узком окне около массы J/ψ -мезона (триггеры Jpsimumu) порождаемые потоки событий будут превышать установленные пределы. В этом случае триггеры распадов $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ могут быть использованы для отбора распадов $B \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)X$, имеющих аналогичные топологии.

Алгоритмы триггера второго уровня и фильтра событий, производящие отбор 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 $\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda(p \pi^-)$, были созданы по единой схеме. Логика работы алгоритма представлена на рис. 2.6.

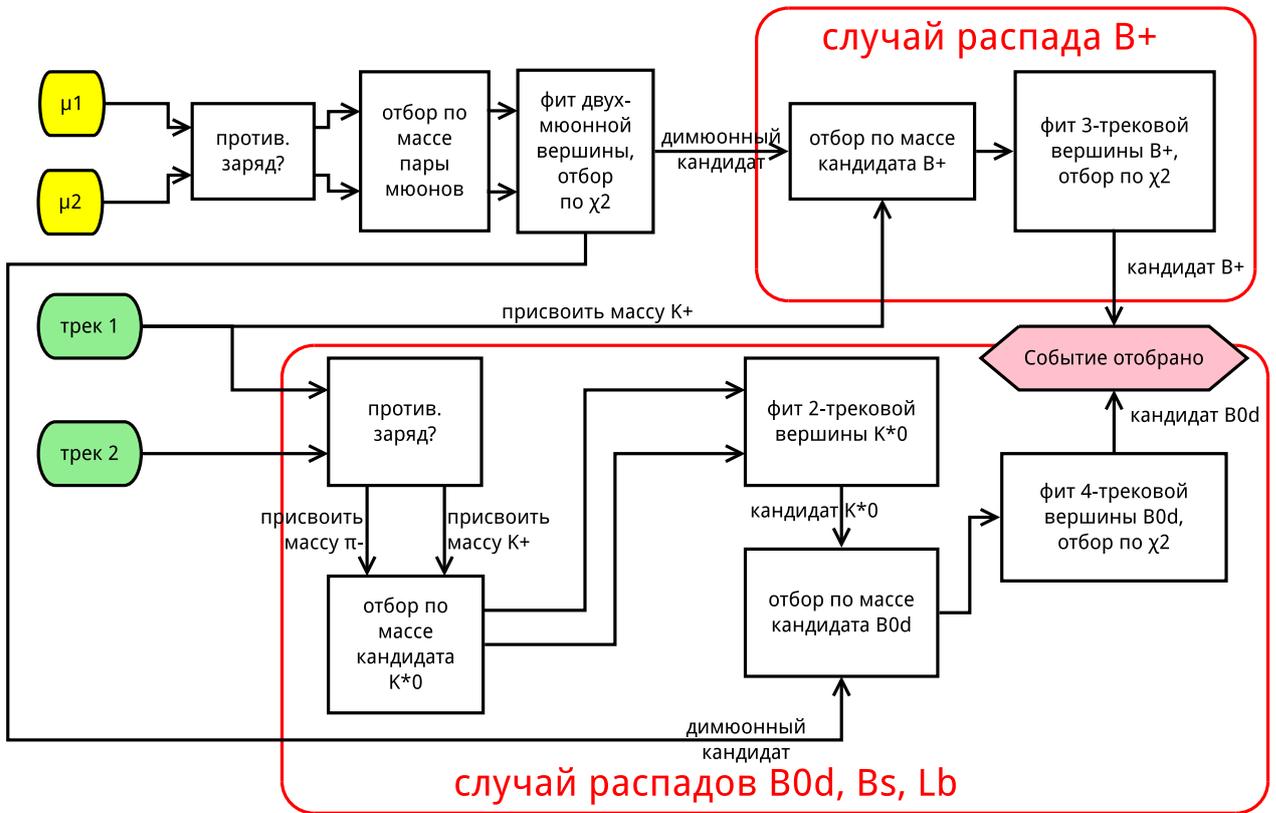


Рисунок 2.6: Схема работы триггерного алгоритма $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$.

Алгоритм принимает на вход два мюона, реконструированных алгоритмами L2 или EF. Кроме того в RoI вокруг этих мюонов с полушириной ± 0.75 по координатам η и ϕ производится реконструкция треков, измеренных внутренним детектором, для их последующего использования при построении кандидатов в полуплептонные распады.

Производится фитирование двух противоположно заряженных мюонов к общей вторичной вершине, и налагается условие на инвариантную массу пары (не более 5.5 ГэВ) и качество фитирования вершины ($\chi^2 < 20$).

Затем по отдельности производится построение кандидатов для различных топологий всех рассматриваемых полуплептонных распадов. В случае 3-частичного распада $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$ построенная мюонная пара комбинируется с каждым из реконструированных внутренним детектором треков (за исключением треков самих мюонов), которому присваивается масса каона. На уровне фильтра событий три трека фитируются к общей вершине, накладывается условие на их инвариантную массу и качество фитирования (фитирование на уровне триггера L2 возможно, но не используется для сокращения вычислительной нагрузки). Если все они выполняются, событие отбирается триггером.

Для других трёх распадов, имеющих 4 частицы в конечном состоянии, первоначально отбираются все возможные пары противоположно заряженных треков, не ассоциированных

Таблица 2.2: Диапазоны инвариантных масс и пороговые значения χ^2 для различных распадов; под частицей X понимаются K^{*0} , ϕ или Λ^0 в соответствующих распадах.

Распад	Масса частицы X , ГэВ	Масса b -адрона, ГэВ	Порог χ^2
$B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$	–	4.4 – 5.8	50
$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \phi(K^+ K^-)$	0.94 – 1.10	4.8 – 5.8	60
$B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}(K^+ \pi^-)$	0.70 – 1.10	4.6 – 5.9	60
$\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda^0(p\pi^-)$	7.04 – 1.20	5.1 – 6.1	–

с уже отобранными мюонами. Каждая пара фитируется к общей вершине (только на уровне EF), и отбираются те, инвариантная масса которых близка к массе одной из подходящих частиц, в рамках соответствующей массовой гипотезы. Затем эта пара комбинируется с построенной парой мюонов, и четыре трека вновь фитируются к общей вершине (только на уровне EF). Если их инвариантная масса и качество фитирования удовлетворяют установленным критериям, триггер также отбирает это событие. В рамках данной процедуры по отдельности проверяются различные массовые гипотезы для адронных треков и окна инвариантной массы, соответствующие каждому из трёх распадов с 4-частичной топологией. Единственное отличие для распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda^0(p\pi^-)$ заключается в отсутствии этапа фитирования 4-частичной вершины в связи с большим временем жизни Λ^0 -гиперона.

В табл. 2.2 приведены установленные пороговые значения инвариантных масс и показателей качества фитирования 4-трековой вершины χ^2 .

Первые оценки эффективности триггерного отбора с использованием нового алгоритма показали низкую эффективность отбора событий распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda^0(p\pi^-)$ при полной реконструкции всех 4-х частиц в конечном состоянии. Это связано с существенным падением эффективности реконструкции треков в триггере высокого уровня, когда они выходят из вершины, сильно смещённой относительно точки pp -соударений (в данном случае — из вершины распада Λ^0 -гиперона), и имеют большие прицельные параметры. В связи с этим была предложена схема отбора т. н. «частично реконструированных» распадов Λ_b^0 , когда восстанавливается лишь один из треков от распада Λ^0 -гиперона, и определяется инвариантная масса его и пары мюонов. В этом случае нижний порог окна допустимых значений этой массы должен быть снижен, чтобы компенсировать массу и импульс, уносимый второй частицей, трек который не был реконструирован.

События по такой схеме могут отбираться той частью алгоритма, которая нацелена на отбор 3-частичного распада $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$. Для увеличения эффективности такого отбора распадов Λ_b^0 нижняя граница массового окна для тройки треков была установлена на уровне 4.4 ГэВ, значительно более низком, чем это необходимо при отборе распадов B^+ -мезона. В результате эффективность отбора распадов Λ_b^0 по такой схеме значительно увеличилась.

Цепочки, использующие эти алгоритмы имеют имена вида EF_2mu4T_Vmumux_v2 (буква Т отвечает более жёстким критериям отбора мюонных сигнатур в триггере L1; суффикс v2 введён по историческим причинам) и EF_2mu4T_Vmumux_v2_L2StarB. Они отлича-

ются используемыми алгоритмами быстрой реконструкции треков в триггере L2: IDSCAN и L2StarB [59], которые параллельно использовались в конце сеанса Run 1. Оба они используют поиск паттернов в полупроводниковых детекторах, соответствующих сегментам треков и фильтр Кальмана [60] для фитирования траекторий частиц. Однако второй алгоритм является более гибким, т. к. может применять различные стратегии поиска сегментов, в результате чего обладает несколько большей эффективностью реконструкции и меньшим количеством реконструированных ложных треков. Эффективный порог реконструкции треков по поперечному импульсу в триггере L2 и EF составляет 1 ГэВ.

Предварительные оценки потоков событий, порождаемых новыми триггерными цепочками, показали, что они находятся на приемлемом уровне для дальнейшего отбора событий онлайн без использования деления частоты на уровнях HLT. Временные характеристики работы новых алгоритмов удовлетворяют требованиям, предъявляемым к алгоритмам уровня L2 и EF (так, для алгоритма EF среднее время обработки одного события составляло 13 мс в сеансе со средней множественностью pp -соударений 22). Это позволило включить их в отбор событий онлайн во время очередной короткой технической остановки ускорителя БАК в июле 2012 г.

На рис. 2.7–2.9 приведена эффективность отбора сигнальных распадов в каналах $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$, $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \phi$ как функция инвариантной массы пары мюонов, полученная из моделирования Монте-Карло соответствующих распадов. Она рассчитана по отношению к кандидатам, восстановленным с помощью ПО оффлайновой реконструкции с поперечными импульсами адронных треков более 1 ГэВ и мюонов более 4 ГэВ. Видно, что эффективность отбора сигнальных событий в этих каналах мало отличается от эффективности простого отбора пары мюонов без использования дополнительных треков триггером EF_2mu4T_DiMu. Эффективность отбора в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda^0$ существенно ниже, что вызвано низкой эффективностью реконструкции треков дочерних частиц распада Λ^0 -гиперона, имеющих высокие прицельные параметры.

Позднее алгоритмы триггера $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ были расширены на ещё одну топологию распадов — $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- D_s^{(*)+}$, где D_s^+ -мезон распадается по каналу $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+ K^-) \pi^+$ (мезон D_s^{*+} распадается в D_s^+ -мезон и нейтральный пион или фотон, которые не реконструируются). Эти распады, как и прочие рассматриваемые полуплептонные распады, подавлены в Стандартной Модели, т. к. могут происходить только посредством нейтральных слабых токов, меняющих аромат, и поэтому особенно чувствительны к проявлениям новой физики [61, 62].

Разработанная опция алгоритма для отбора событий с распадами $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- D_s^{(*)+}$ в целом повторяет логику отбора других каналов $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, описанную выше. Принципиальное различие состоит в том, что в случае рассматриваемого распада производится комбинирование пары мюонов с тремя треками из внутреннего детектора, а не с одним или двумя, как это делалось в случае распадов $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$, $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \phi(K^+ K^-)$, $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}(K^+ \pi^-)$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda^0(p \pi^-)$. Это приводит к существенному увеличению

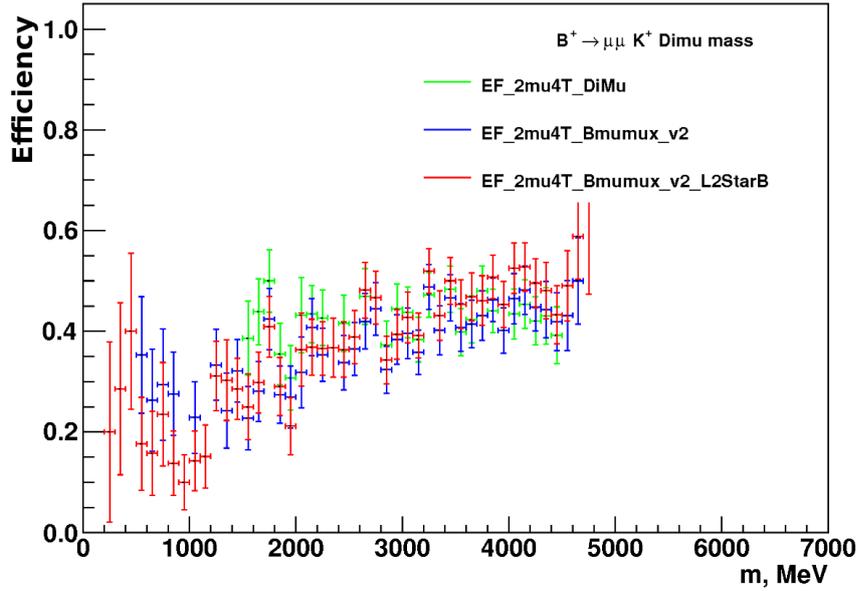


Рисунок 2.7: Значения эффективности триггера в зависимости от величины инвариантной массы мюонной пары из распада $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$ в модельных событиях. Зеленые точки соответствуют отбору триггерной цепочкой EF_2mu4T_DiMu, синие — EF_2mu4T_Bmumux_v2, красные — EF_2mu4T_Bmumux_v2_L2StarB.

числа возможных комбинаций и предъявляет повышенные требования к скорости работы алгоритма.

Отбор кандидатов распадов $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- D_s^{(*)+}$ в триггере второго уровня производится на основе инвариантных масс пары мюонов и трековых комбинаций, соответствующих кандидатам $\phi \rightarrow K^+ K^-$ и $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$. В фильтре событий дополнительно производится фитирование вторичных вершин распадов B_c^- - и D_s^+ -мезонов. При этом пары мюонов отбираются во всём кинематически разрешённом диапазоне масс. Это позволяет отбирать как указанные полулептонные распады, так и резонансные распады с таким же конечным состоянием, идущие через промежуточные состояния чармония (J/ψ , $\psi(2S)$) в пары мюонов. Кроме того, нижнее пороговое значение инвариантной массы пяти треков установлено на уровне 1800 МэВ, что позволяет помимо прямых распадов B_c^+ -мезона в $D_s^{(*)+}$ -мезоны отбирать и события с распадами вида $B_c^+ \rightarrow B_s^0(\rightarrow D_s^{*+} \mu^- X_1) \mu^+ X_2$, происходящие через промежуточный B_s^0 -мезон.

Разработанный алгоритм был протестирован на специально подготовленных наборах данных Монте-Карло для сигнального распада $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- D_s^{(*)+}$. Эффективность отбора сигнальных событий была найдена приемлемой и согласующейся с предварительными ожиданиями.

На рис. 2.10, 2.11 показаны спектры инвариантных масс кандидатов D_s^+ и B_c^+ , реконструируемых в сигнальных наборах Монте-Карло алгоритмом триггера L2, в случае использования двух упомянутых выше алгоритмов реконструкции треков в HLT. Видно, что использование более совершенного алгоритма L2StarB позволяет существенно снизить уровень фона, не снижая эффективности отбора сигнальных событий.

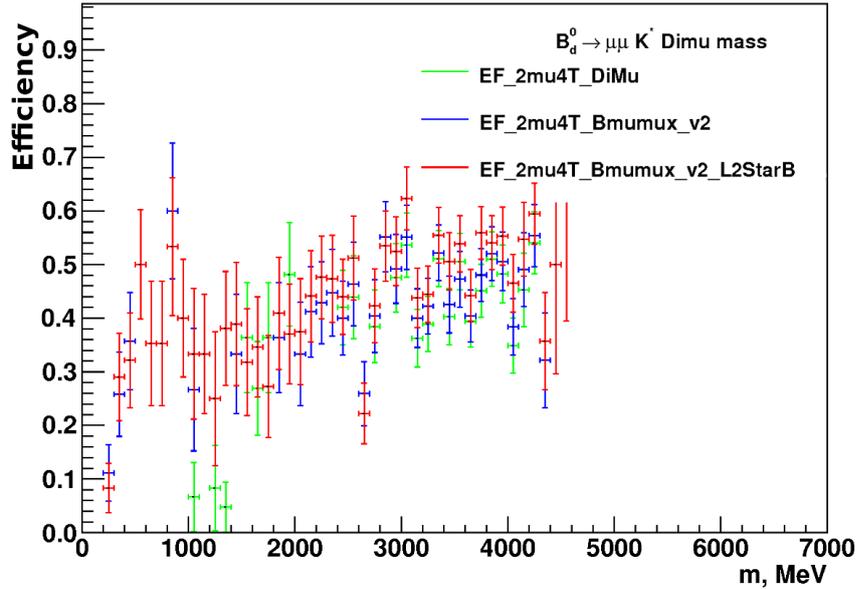


Рисунок 2.8: Значения эффективности триггера в зависимости от величины инвариантной массы мюонной пары из распада $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0} (K^+ \pi^-)$ в модельных событиях. Зеленые точки соответствуют отбору триггерной цепочкой EF_2mu4T_DiMu, синие — EF_2mu4T_Bmumux_v2, красные — EF_2mu4T_Bmumux_v2_L2StarB.

Величина потоков событий на выходе триггера находилась на допустимом уровне. Значительная часть отбираемых им событий удовлетворяли одновременно критериям отбора, применяемым в других ветках триггера $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, в результате чего итоговое увеличение потока событий оказалось незначительным.

После всех необходимых тестов триггерные цепочки, использующие данную опцию алгоритма, были включены в отбор событий онлайн с ноября 2012 г. С использованием этих цепочек была набрана статистика порядка 2 фб^{-1} в конце года. В сеансе Run 2 эти цепочки работают с начала набора данных, что должно позволить использовать отобранные ими данные в соответствующих физических анализах.

События, отобранные триггером $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ по каналу $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}$ в 2012 г., в настоящее время используются в текущем анализе по измерению угловых характеристик этого распада.

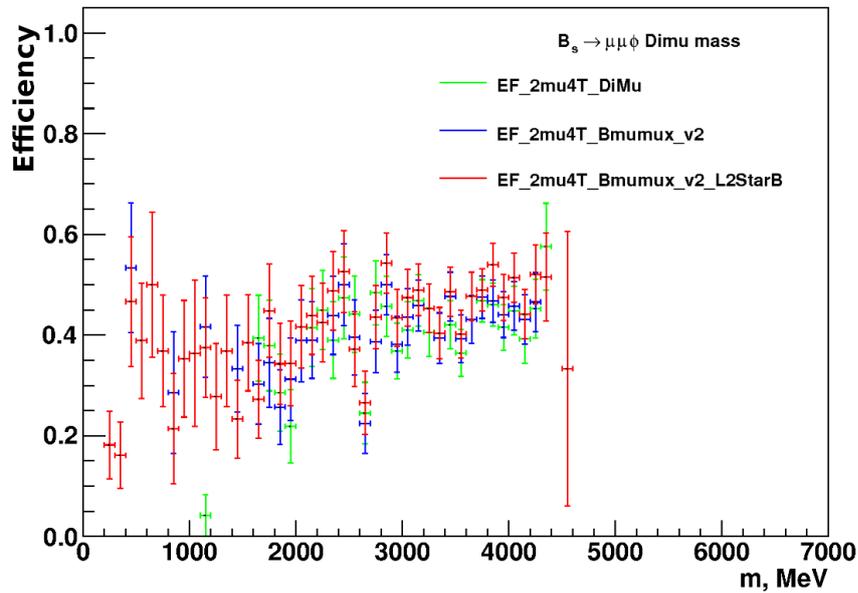


Рисунок 2.9: Значения эффективности триггера в зависимости от величины инвариантной массы мюонной пары из распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \phi (K^+ K^-)$ в модельных событиях. Зеленые точки соответствуют отбору триггерной цепочкой EF_2mu4T_DiMu, синие — EF_2mu4T_Bmumux_v2, красные — EF_2mu4T_Bmumux_v2_L2StarB.

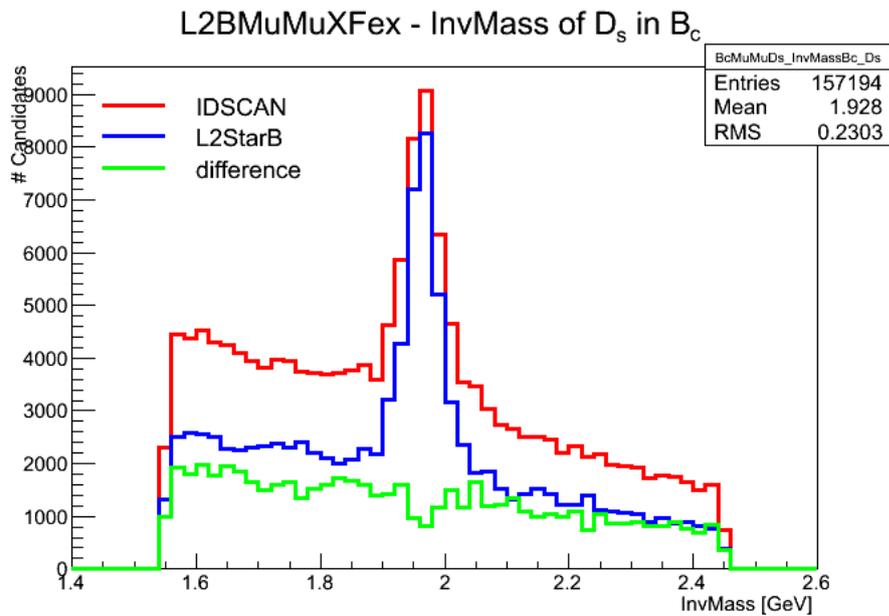


Рисунок 2.10: Распределение измеряемой в триггере L2 инвариантной массы кандидата D_s^+ в данных моделирования Монте-Карло при использовании двух алгоритмов реконструкции треков: IDSCAN (красная линия), L2StarB (синяя) и их различие (зелёная).

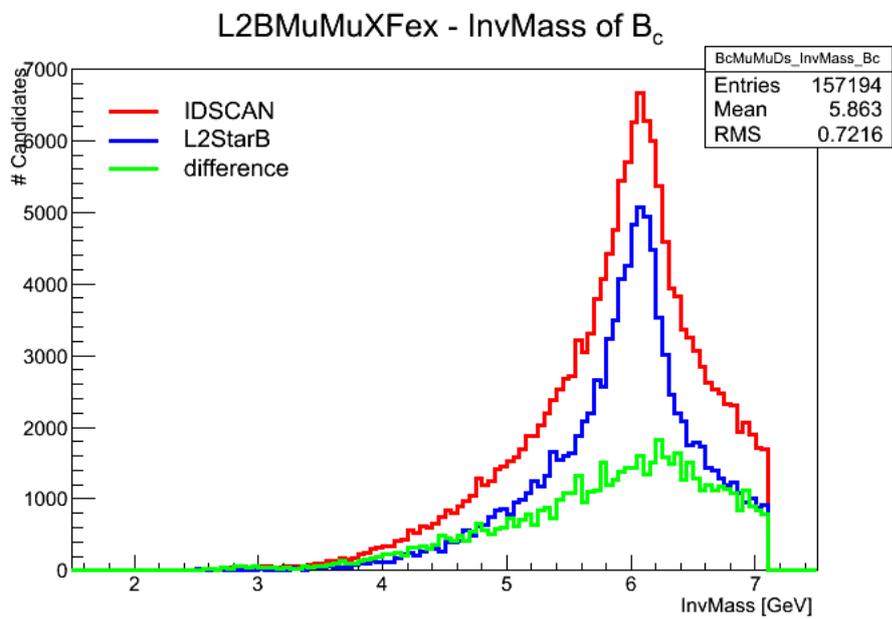


Рисунок 2.11: Распределение измеряемой в триггере L2 инвариантной массы кандидата B_c^+ в данных моделирования Монте-Карло при использовании двух алгоритмов реконструкции треков: IDSCAN (красная линия), L2StarB (синяя) и их разнице (зелёная).

Глава 3

Измерение характеристик распадов

$$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+ \text{ и } B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$$

В данной главе описывается анализ по измерению характеристик распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ в эксперименте ATLAS, проведённый с использованием полного набора данных pp -соударений, набранного в 2011–2012 гг. при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [10]. В разделе 3.1 даётся теоретическая мотивация изучения свойств B_c^+ мезона и указанных его распадов, а также текущее состояние экспериментальных исследований. В разделе 3.2 описывается разработанная методика реконструкции и отбора этих распадов, а также нормировочного канала распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. В разделе 3.3 рассказывается об измерении относительных парциальных ширин распадов, а в разделе 3.4 — об оценке систематических погрешностей. Наконец, в разделе 3.5 приведены результаты измерения, их сравнение с более ранним измерением и с доступными теоретическими предсказаниями.

3.1 Введение

3.1.1 Физика B_c^+ -мезонов

Мезон¹ B_c^+ является единственной известной слабо распадающейся частицей, состоящей из двух тяжёлых кварков. Таким образом, обладая открытой прелестью и очарованием, эта частица, как и более высокие возбуждённые состояния системы $\bar{b}c$, занимает особое место среди тяжёлых кваркониев. В отличие от хорошо изученных экспериментально и достаточно точно описываемых теоретически семейств чармония и боттомония (см., напр., обзор [5]), семейство состояний $\bar{b}c$ имеет существенно отличные механизмы рождения, распадов и спектроскопию, которые рассматриваются в рамках ряда теоретических подходов. Соответствующие экспериментальные измерения поспособствуют улучшению количественного понимания КХД при описании систем тяжёлых кварков.

¹Здесь и далее в этой главе при указании одного из зарядово-сопряжённых состояний подразумевается рассмотрение обоих.

Эта частица не может рождаться на В-фабриках в распадах тяжёлых состояний Υ -мезона, т.к. её масса 6275.1 ± 1.0 МэВ [63] слишком велика для этого. Первые поиски B_c^+ -мезона проводились в распадах Z -бозона на коллайдере LEP. Они велись в различных адронных и полулептонных конечных состояниях в экспериментах ALEPH [64, 65], DELPHI [66] и OPAL [67], которыми были установлены различные верхние пределы на произведение относительных парциальных ширин распадов $Z \rightarrow B_c^+ X$ и искомым распадам B_c^+ -мезона.

С запуском коллайдера Тэватрон появилась возможность поиска и изучения B_c^+ -мезонов, рождающихся в адронных соударениях. Основное состояние B_c^+ -мезона впервые наблюдалось в эксперименте CDF [3] в полулептонном канале распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \ell^+ \nu_\ell$, а позднее и в адронном канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ [68, 69].

Массовый спектр состояний $\bar{b}c$ предсказывается в рамках нерелятивистских потенциальных моделей КХД, пертурбативной КХД и вычислений на решётках (см., напр., обзор [70], а также ссылки в [56]). Измерение характеристик основного и возбуждённых состояний служит проверкой этих предсказаний и в конечном счёте предоставляет информацию о потенциале сильного взаимодействия в системах тяжёлых кварков, дополняя аналогичные исследования состояний чармония и боттомония.

На рис. 3.1 показана схема состояний с массами согласно предсказаниям [71]. Наиболее лёгкими для экспериментальных поисков возбуждений являются S -волновые возбуждения $B_c^+(2S)$, распадающиеся в основное состояние $1S$ и пару пионов. При этом все S -волновые состояния имеют псевдоскалярную (0^-) и векторную (1^+) спиновые конфигурации, расщепление между которыми предсказывается на уровне 20–70 МэВ. Переход между такими спиновыми состояниями происходит с излучением мягкого фотона, детектирование которого может быть затруднено. Следующее S -волновое возбуждение $B_c^+(3S)$ должно иметь массу выше порога распада на B - и D -мезон и будет предпочтительно распадаться по такому каналу.

Орбитальные возбуждения $2P$ могут распадаться в основное состояние B_c^+ с излучением фотона с энергией порядка 500 МэВ. Такие распады также могут быть реконструированы в экспериментах на БАК.

Масса основного состояния B_c^+ была наиболее точно измерена в каналах распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ в экспериментах D0 [72], CDF [69] и LHCb [73], а также в эксперименте LHCb в каналах $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ [74] и $B_c^+ \rightarrow J/\psi p \bar{r} \pi^+$ [75].

Экспериментальные данные по возбуждённым состояниям семейства B_c^+ пока не так обширны. Лишь одно из них наблюдалось в эксперименте ATLAS [56] в конечном состоянии $B_c^+ \pi^+ \pi^-$ (для реконструкции основного состояния B_c^+ использовался канал $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$). Его измеренная масса 6842 ± 4 (стат.) ± 5 (сист.) МэВ согласуется с теоретическими предсказаниями для радиального возбуждения $B_c^+(2S)$.

Рождение B_c^+ -мезона, как и его возбуждённых состояний, в адронных столкновениях в силу сохранения ароматов предполагает совместное рождение двух пар тяжёлых кварков

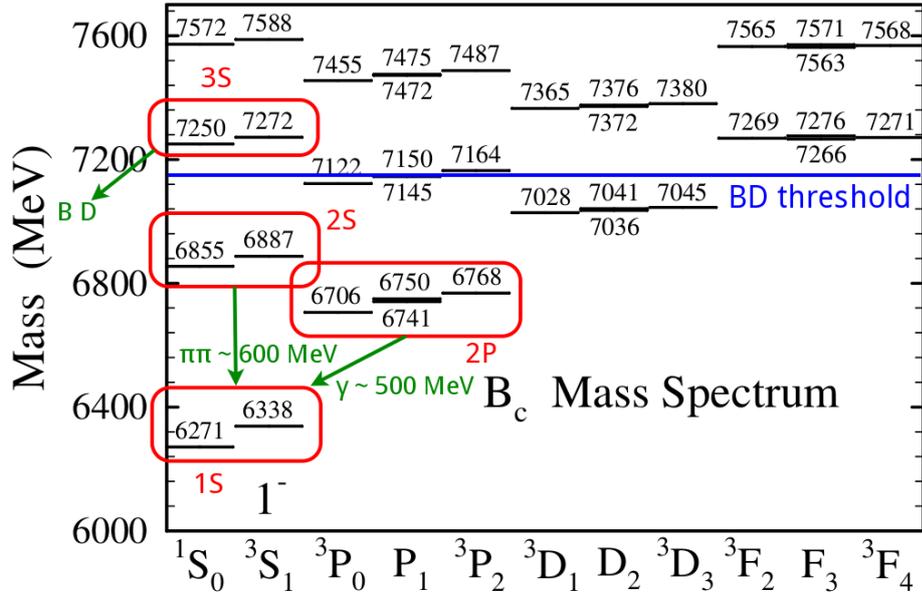


Рисунок 3.1: Массовый спектр состояний $\bar{b}c$ [71]. Показан порог распада на B - и D -мезоны (BD threshold).

$b\bar{b}$ и $c\bar{c}$. Это приводит к малым сечениям рождения B_c^+ по сравнению с более лёгкими B -мезонами и состояниями чармония и боттомония.

При энергиях БАК наиболее вероятным процессом рождения B_c^+ -мезона является глюон-глюонный синтез $gg \rightarrow B_c^+ + b + \bar{c}$ [5]. Сечения рождения B_c^+ -мезона предсказываются в рамках фрагментационного подхода [76, 77] и вычислений в фиксированном лидирующем порядке α_s^4 [78–85], где α_s — константа сильного взаимодействия. Последний подход даёт для энергий столкновения протонов 7–8 ТэВ величину сечения порядка 0.4 мкб и долю рождения B_c^+ по отношению к полному сечению рождения $b\bar{b}$ -пар порядка 0.2 % [86, 87] (оценка включает вклады от распадов возбуждённых состояний B_c^+). Однако все эти предсказания имеют большие теоретические неопределённости, и точные экспериментальные измерения сечений рождения B_c^+ должны позволить улучшить эту ситуацию.

Такие измерения проводились в эксперименте CDF в полулептонных каналах распада B_c^+ -мезона [3, 88] и на БАК при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в экспериментах CMS [89] и LHCb [73] и при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в LHCb [90] с использованием адронного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$. Во всех этих случаях фактически измерялось отношение произведений сечения рождения B_c^+ -мезона на относительную парциальную ширину соответствующего канала распада к аналогичному произведению для распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, например, $\frac{\sigma(B_c^+)B(B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+)}{\sigma(B^+)B(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)}$, что было вызвано отсутствием явно измеренных величин относительных парциальных ширин распадов B_c^+ -мезона. Наиболее точным измерением является результат LHCb [90], где впервые указанное отношение измерено дифференциально в диапазонах по быстрой и поперечному импульсу. Результаты хорошо описываются вычислениями в фиксированном порядке α_s^4 , но теоретические неопределённости существенно превышают экспериментальные.

Кроме того, в эксперименте LHCb была также измерена величина $\frac{\sigma(B_c^+)}{\sigma(B_s^0)} \cdot \mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+)$ при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [91], однако этот результат обладает меньшей точностью.

Процессы распада B_c^+ -мезона могут быть разделены на три типа:

1. распады \bar{b} -кварка со спектаторным (т. е. не распадающимся) c -кварком;
2. распады c -кварка со спектаторным \bar{b} -кварком;
3. аннигиляционный канал $\bar{b}c \rightarrow \ell^+ \nu_\ell, c\bar{s}, u\bar{s}$.

Доминирующий вклад в полную ширину B_c^+ -мезона порядка 70% вносят распады c -кварка, тогда как распады \bar{b} -кварка и слабая аннигиляция вносят вклады 20% и 10% соответственно [92]; эффект интерференции с c -кварком в начальном состоянии, существенно подавляющий распады $\bar{b} \rightarrow \bar{c}s$, на полную ширину находится на уровне -1.5% и включён в долю распадов \bar{b} -кварка.

Таким образом наличие c -кварка, а также возможность слабой аннигиляции (которая была подавлена в распадах более лёгких B -мезонов за счёт малости элементов V_{ub} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и запрета нейтральных токов, меняющих аромат) приводит к значительно меньшему времени жизни B_c^+ -мезона по отношению к другим b -адронам, содержащим лишь один тяжёлый кварк. Подходы с использованием правила сумм и операторного разложения дают оценки $0.48 - 0.55$ пс [92]. Современное мировое среднее 0.507 ± 0.009 пс [63] находится в согласии с ними. Это время жизни измерялось как в полулептонных каналах в экспериментах CDF [3, 93], D0 [94] и LHCb [95], так и в канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ в CDF [96] и LHCb [97].

Распады, происходящие посредством процессов первого типа часто имеют в конечном состоянии J/ψ - или $\psi(2S)$ -мезоны, что делает их удобными для выделения в экспериментах. Бóльшая часть наблюдавшихся распадов относятся к этому типу. Помимо уже упомянутых $B_c^+ \rightarrow J/\psi \mu^+ \nu_\mu X$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$, ряд распадов впервые наблюдался в 2012 – 2015 гг. в эксперименте LHCb. Среди них $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^+ \pi^-$ [98], $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$ [99], $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ [74], $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+$ [100], $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ [101], $B_c^+ \rightarrow J/\psi p \bar{p} \pi^+$ [75]; также сообщалось о свидетельстве распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ [102]. Распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^+ \pi^-$ наблюдался и в эксперименте CMS [89].

Единственным наблюдавшимся распадом второго типа является распад $B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+$, наблюдавшийся в эксперименте LHCb в 2013 г. [91].

3.1.2 Распады $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$

В последующих разделах описывается экспериментальное измерение характеристик распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. На кварковом уровне они представляют процесс $\bar{b} \rightarrow \bar{c}s$ и могут происходить через подавленную и предпочитаемую по цвету спектаторные диаграммы, а также через аннигиляционную диаграмму (см. рис. 3.2). Последняя, в отличие

от аналогичных распадов более лёгких B -мезонов, не является подавленной и может вносить существенный вклад в амплитуды распадов.

Свойства этих распадов рассматриваются в ряде теоретических работ в рамках правила сумм КХД [92], пертурбативной КХД [103] и релятивистских кварковых моделей [104–108]. Кроме того можно провести сравнение их с аналогичными характеристиками распадов лёгких B -мезонов, $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{(*)+}$ и $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{(*)+}$.

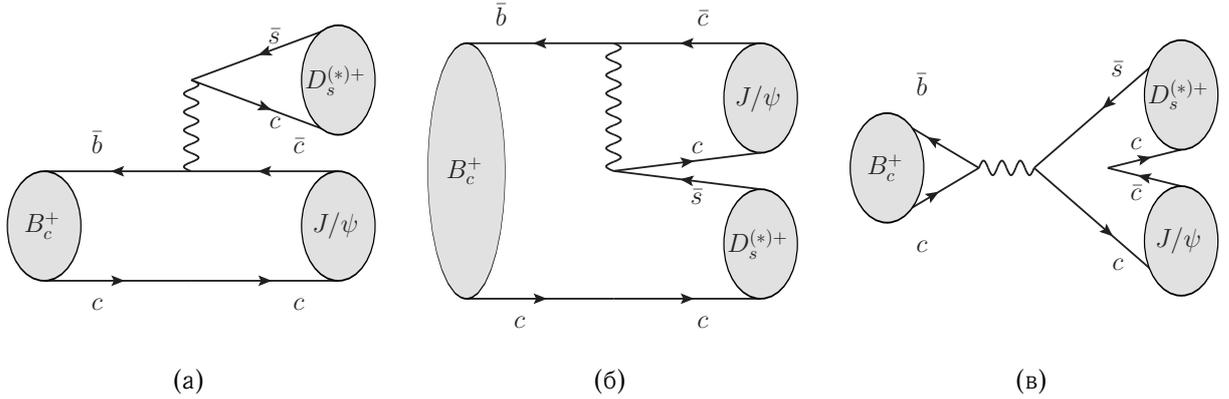


Рисунок 3.2: Диаграммы распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$: (а) предпочитаемая по цвету спектаторная, (б) подавленная по цвету спектаторная, и (в) аннигиляционная топологии.

Характеристики этих распадов ранее измерялись только в эксперименте ЛНЦб с использованием полной статистики данных сеанса Run 1 при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, соответствующей интегральной светимости 3 фб⁻¹ [74]. Настоящее измерение может служить независимой проверкой этого результата при сравнимых статистических и систематических погрешностях.

В анализе производится измерение относительных парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ по отношению к нормировочному распаду $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. Таким образом, измеряются следующие отношения парциальных ширин:

$$\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}}, \quad (3.1)$$

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}}, \quad (3.2)$$

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}}, \quad (3.3)$$

где $\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow X}$ обозначает относительную парциальную ширину распада $B_c^+ \rightarrow X$. Величины этих отношений могут быть взяты из теоретических предсказаний [92, 103–107], а также вычислены на основании известных парциальных ширин аналогичных распадов мезонов B^0 и B^+ в предположении доминирующего вклада спектаторных диаграмм и справедливости гипотезы факторизации. В этом случае могут быть установлены следующие приближённые

соотношения:

$$\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+} \approx \frac{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^* D_s^+)}{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^* \pi^+)}, \quad (3.4)$$

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+} \approx \frac{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^* D_s^{*+})}{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^* \pi^+)}, \quad (3.5)$$

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+} \approx \frac{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^* D_s^{*+})}{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^* D_s^+)}, \quad (3.6)$$

где B означает B^0 - или B^+ -мезоны, а \bar{D}^* — \bar{D}^{*0} - или D^{*-} -мезоны соответственно. Поправки за счёт различающегося фазового объёма составляют порядка 0.5% в (3.4) и достигают 28% в (3.5), (3.6) в зависимости от взаимного орбитального момента векторных D -мезонов. Сравнение результатов измерения с указанными расчётами приведены в разделе 3.5.

Распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ представляет собой переход псевдоскалярного B_c^+ -мезона в две векторные частицы и, таким образом, может быть описан в терминах трёх амплитуд спиральности A_{++} , A_{--} , и A_{00} , где индексы соответствуют спиральностям J/ψ - и D_s^{*+} -мезонов. Вклад амплитуд A_{++} и A_{--} , далее именуемый компонентой $A_{\pm\pm}$, соответствует поперечной поляризации. Её доля, $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma = \Gamma_{\pm\pm}(B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+})/\Gamma(B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+})$, также измеряется в анализе. Исходя из наивных спиновых соображений, эта величина должна равняться 2/3, а вычисления в работах [103, 108] дают значения 0.41–0.48. Для распада $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{*+}$ в экспериментах CLEO [109] и BaBar [110] также были измерены значения порядка 0.50.

При восстановлении сигнальных распадов D_s^+ -мезон реконструируется в канале $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, где ϕ -мезон распадается в пару заряженных каонов. Мезон D_s^{*+} распадается на D_s^+ и мягкий фотон или нейтральный π -мезон, которые в анализе не реконструируются; таким образом, имеет место неполная реконструкция распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. J/ψ -мезон реконструируется в канале распада на пару мюонов.

3.2 Реконструкция, отбор и фитирование кандидатов

3.2.1 Набор данных, триггер и моделирование методом Монте-Карло

В анализе используется полный набор данных pp -соударений, набранные в эксперименте ATLAS в течение сеанса Run 1, соответствующий интегральной светимости 4.9 фб^{-1} при энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и 20.6 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$. Использовались только события, записанные во время стабильных протонных пучков БАК, при этом внутренний детектор и мюонный спектрометр должны были быть в полностью рабочем состоянии.

Для онлайн-отбора событий с целью увеличения статистики используется несколько различных триггеров. Они основаны на поиске одно- двух- и трёхмюонной сигнатуры для отбора распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Третий мюон может с некоторой вероятностью родиться в событии с B_c^+ -мезоном в полулептонном распаде ещё двух b - и c -адронов, имеющих в таком событии. Поскольку к трёхмюонным триггерам с порогом $3\text{mu}4$ в течение всего сеанса

Run 1 деление частоты не применялось, они позволяют отбирать дополнительные события в периоды высокой светимости, когда димьюонные триггеры с порогом $2\mu 4$ не работали.

При установлении конкретного списка триггерных цепочек необходимо было учитывать, что в разные периоды набора данных в течение сеанса Run 1 состав триггерного меню менялся, а также то, что к некоторым триггерам применялось деление частоты. Весь набор данных был разбит на 4 периода (два в данных 2011 г. и два в данных 2012 г.), для каждого из которых был построен список триггеров, вносящих основной вклад в набор событий с реконструированными и отобранными кандидатами $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ (см. раздел 3.2). В результате доля событий, проходящих отбор хотя бы одним из таких триггеров по отношению ко всем событиям с кандидатами $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ в реальных данных составила от 92 % до 94 % в зависимости от периода. Для примера в табл. 3.1 показан список триггерных цепочек, используемых в первом периоде данных 2011 г. (март – август) и доли интегральной светимости с учётом деления частоты, соответствующие каждой из них.

Таблица 3.1: Триггерные цепочки, используемые для отбора событий для анализа в период март – август 2011 г. и соответствующие им доли интегральной светимости после учёта деления частоты.

Триггер	Доля светимости
EF_mu18_medium	0.904
EF_mu6_Jpsimumu_tight	0.367
EF_mu10_Jpsimumu	0.923
EF_mu4_Jpsimumu	0.036
EF_2mu4_Jpsimumu	1
EF_3mu4	0.511

Моделированные наборы событий Монте-Карло используются в анализе для оптимизации критериев отбора сигнальных событий и вычисления аксептанса для исследуемых распадов B_c^+ -мезона. Для подготовки модельных наборов сигнальных процессов использовался генератор RUTHIA 6.4 [32] в комбинации с дополнительным расширением PythiaVc для моделирования рождения B_c^+ мезона, основанном на вычислениях [111–114]. Сигнальные распады B_c^+ -мезона моделировались с помощью пакета EVTGEN [115]. В частности, вклады различных амплитуд спиральности A_{++} , A_{--} , A_{00} моделировались по отдельности. Для этого использовалась модель SVV_HELAMP из EVTGEN, позволяющая задавать эти амплитуды в явном виде.

Для модельных событий использовалась полная симуляция отклика детектора (см. раздел 1.3; в объёме калориметров применялась упрощённое параметрическое моделирование взаимодействия с веществом) и те же алгоритмы реконструкции, что и для данных, поступающих с детектора. Условия работы детектора и реконструкции отличались в 2011 и 2012 гг. В связи с этим были подготовлены отдельные наборы модельных событий с использованием конфигураций MC11 и MC12 (см. раздел 1.3), в которых воспроизводились эти условия,

а затем они комбинировались в пропорции, соответствующей интегральным светимостям данных двух лет. Общая величина использованных наборов модельных событий для всех каналов приведена в табл. 3.2.

Таблица 3.2: Величина наборов модельных событий, используемых в анализе.

Канал распада	Число событий, тыс.
$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$	350
$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{++}$	140
$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{--}$	140
$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{00}$	140
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	350

В связи с использованием одновременно нескольких триггеров с различными коэффициентами деления частоты, зависящими от светимости, было произведено перевзвешивание модельных событий для воспроизведения этих эффектов. Это было необходимо для корректного вычисления акцептансов исследуемых распадов с учётом триггера, т. к. коэффициенты деления частоты в моделировании никак не учитываются.

Вес w для каждого события вычисляется, основываясь на коэффициентах деления частоты триггеров, берущихся из данных в каждом блоке светимости, с использованием следующей формулы:

$$w = \frac{1}{L} \sum_j L_j \left(1 - \prod_i^n \left(1 - \frac{1}{p_i^j} \right) \right), \quad (3.7)$$

где p_i^j — коэффициент деления частоты i -го триггера в j -м блоке светимости, L_j — интегральная светимости j -го блока, а L — полная светимость всех используемых блоков светимости. Внутреннее произведение берётся по всем триггерам, которые прошло данное событие, а внешняя сумма — по всем используемым блокам светимости.

Выражение (3.7) применимо в предположении отсутствия когерентного деления частоты различных одновременно используемых триггеров. В данном случае это предположение справедливо, т. к. триггерные цепочки, используемые в каждом периоде, берут начало от различных триггеров L1, независимость деления частоты которых обеспечивается на аппаратном уровне.

На рис. 3.3 показано распределение поперечного импульса мюонов от распада J/ψ -мезона в модельных событиях $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ до и после проведения указанного перевзвешивания, а также в экспериментальных данных. Видно, что после перевзвешивания спектр импульсов приобретает похожий порог на уровне 4 ГэВ (что соответствует триггеру EF_2mu4*, вносящим доминирующий вклад в набор данных), и общее согласие модельных и экспериментальных распределений существенно улучшается.

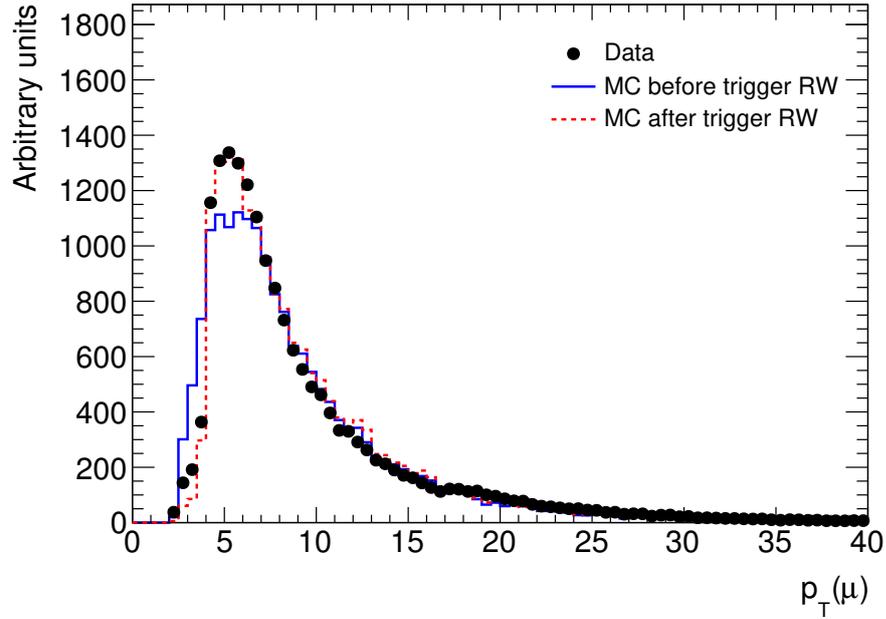


Рисунок 3.3: Сравнение распределений поперечного импульса мюонов в распадах $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ в модельных событиях и в данных. Чёрные точки соответствуют данным, синяя сплошная и красная штриховая линия показывают модельные спектры до и после перевзвешивания соответственно.

3.2.2 Распады $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$

Реконструкция сигнальных кандидатов

Кандидаты J/ψ строятся из пар противоположно заряженных мюонов. Хотя бы один из них при этом должен быть *комбинированным*. Применяются стандартные требования к количеству отсчётов в пиксельном детекторе, SCT и TRT, рекомендованные рабочей группой реконструкции мюонов ATLAS [116]. Каждая пара мюонов фитируется в общую вершину [117], при этом на качество фита накладывается требование $\chi^2/\text{n.d.f.} < 15$, где n.d.f. — число степеней свободы в вершинном фите и в данном случае равняется единице. Кандидаты с инвариантной массой $2800 \text{ МэВ} < m(\mu^+\mu^-) < 3400 \text{ МэВ}$ сохраняются для последующего анализа.

Для реконструкции кандидатов $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$ сначала отбираются треки частиц с противоположным зарядом, им присваиваются массовые гипотезы заряженного каона, тем самым формируя кандидаты ϕ . Они комбинируются с ещё одним треком, для которого используется массовая гипотеза заряженного пиона. Такие тройки треков формируют кандидаты D_s^+ . Для обеспечения приемлемого качества реконструкции требуется, чтобы каждый из трёх треков имел хотя бы два отсчёта в полупроводниковом пиксельном детекторе и 6 отсчётов в детекторе SCT. Тройки треков фитируются в общую вершину. Сохраняются только кандидаты, качество фита вершины которых удовлетворяет условию $\chi^2/\text{n.d.f.} < 8$ (здесь n.d.f. = 3), а также с инвариантными массами $m(K^+K^-)$ в пределах $\pm 7 \text{ МэВ}$ от номинальной массы ϕ -мезона и массой кандидата D_s^+ в пределах $1930 \text{ МэВ} < m(K^+K^-\pi^+) < 2010 \text{ МэВ}$.

На данном этапе не применяются жёстких требований к кинематике треков и самих кандидатов D_s^+ ; вместо этого они применяются на этапе окончательного отбора кандидатов B_c^+ с использованием параметров треков, полученных из комбинированного каскадного фита (см. ниже).

Кандидаты $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ строятся путём комбинирования пяти треков кандидатов J/ψ и D_s^+ , прошедших описанный выше мягкий предварительный отбор. J/ψ -мезон обладает малым временем жизни и фактически распадается на пару мюонов в той же точке, что и B_c^+ -мезон — *вторичной вершине*. В то же время D_s^+ -мезон живёт достаточно долго, чтобы сформировать смещённую *третичную вершину*. Таким образом, комбинация пяти треков фитируется с учётом такой каскадной топологии: два мюонных трека сводятся во вторичную вершину, три дочерних трека D_s^+ -мезона — в отдельную третичную, при этом их суммарный импульс из третичной вершины должен указывать во вторичную. Схема каскада показана на рис. 3.4(а).

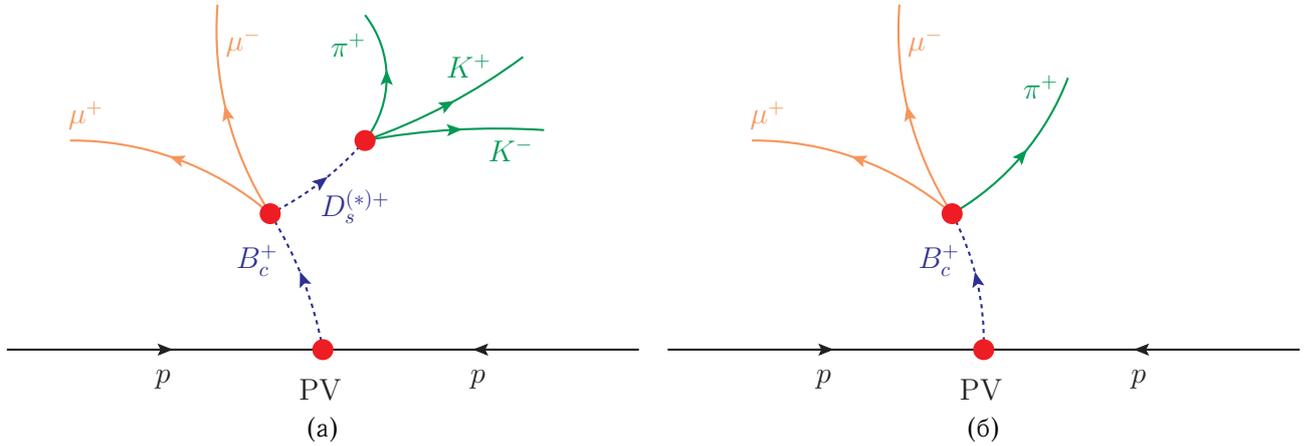


Рисунок 3.4: Схема реконструкции распадов (а) $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и (б) $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$.

Для улучшения массового разрешения реконструируемых кандидатов B_c^+ массы промежуточных резонансов фиксируются в каскадном фите на их мировые средние [63].

Отбор сигнальных событий

Кинематическая область реконструкции B_c^+ -мезонов определяется как $p_T(B_c^+) > 15$ ГэВ и $|\eta(B_c^+)| < 2.0$. В этой области аксептанс детектора достаточно велик и слабо меняется.

Отбор сигнальных кандидатов направлен главным образом на подавление комбинаторного фона, т. е. случайных комбинаций не связанных треков.

К поперечному импульсу и псевдобыстроте треков каонов и пионов применяются требования $|\eta| < 2.5$, $p_T > 1$ ГэВ, мюонов — $|\eta| < 2.3$, $p_T > 3$ ГэВ. При этом используются параметры треков, полученные в результате фитирования каскада.

Для дальнейшей чистки набора кандидатов D_s^+ от большого комбинаторного фона накладываются следующие требования:

- $\cos \theta^*(\pi) < 0.8$, где $\theta^*(\pi)$ — угол между импульсом пиона в системе покоя $K^+K^-\pi^+$ и суммарным импульсом системы $K^+K^-\pi^+$ в лабораторной системе отсчёта;
- $|\cos^3 \theta'(K)| > 0.15$, где $\theta'(K)$ — угол между каоном и пионом в системе покоя K^+K^- . При распаде псевдоскалярного D_s^+ -мезона на ϕ -мезон (вектор) и пион (псевдоскаляр) спин ϕ -мезона перпендикулярен направлению его движения по отношению к D_s^+ . В результате распределение величины $\cos \theta'(K)$ оказывается пропорциональным $\cos^2 \theta'(K)$, а распределение $\cos^3 \theta'(K)$ равномерным. При этом распределение $\cos \theta'(K)$ для комбинаторного фона равномерно, и поэтому распределение $\cos^3 \theta'(K)$ имеет пик около нуля. Данное требование существенно подавляет комбинаторный фон, снижая эффективность отбора сигнала лишь на 15%.

Распределения этих двух угловых переменных в сигнальных событиях, смоделированных методом Монте-Карло, и в экспериментальных данных (где доминируют фоновые события) показаны на рис. 3.5.

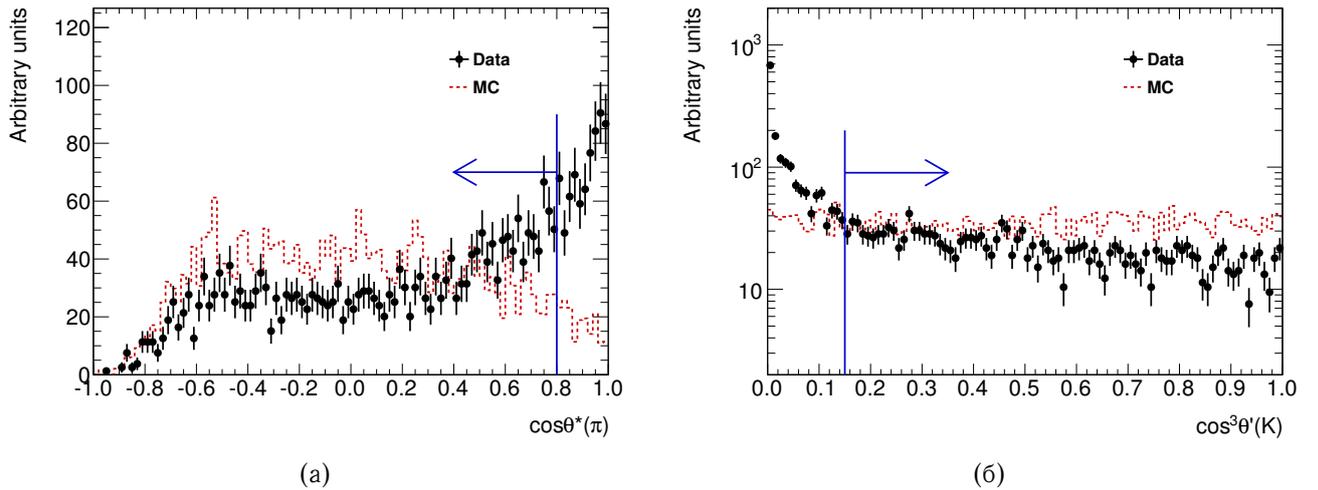


Рисунок 3.5: Сравнение распределений величин (а) $\cos \theta^*(\pi)$ и (б) $\cos^3 \theta'(K)$ в событиях моделирования Монте-Карло сигнального распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ (чёрные точки) и в экспериментальных данных (красная линия). Стрелками показаны применяемые критерии отбора.

Применяются следующие условия на прицельные параметры кандидата B_c^+ : $d_0^{\text{PV}}(B_c^+) < 0.1$ мм и $z_0^{\text{PV}}(B_c^+) \sin \theta(B_c^+) < 0.5$ мм, где d_0^{PV} и z_0^{PV} — поперечный и продольный прицельные параметры, вычисленные по отношению к первичной вершине. При выборе первичной вершины, соответствующей данному B_c^+ кандидату, рассматриваются все первичные вершины в событии. Если более, чем одна, проходит условия на прицельные параметры (около 0.5% событий как в данных, так и в моделировании), выбирается вершина с наибольшей суммой квадратов поперечных импульсов ассоциированных с ней треков.

Поперечная длина пробега² кандидата B_c^+ должно удовлетворять требованию $L_{xy}(B_c^+) > 0.1$ мм. Поперечная длина пробега кандидата D_s^+ , измеренная по отношению к вершине распада B_c^+ , должна быть $L_{xy}(D_s^+) > 0.15$ мм. Также для отсеивания ложных кандидатов обе эти поперечные длины не должны превышать 10 мм.

Учитывая жёсткость фрагментации b -кварка, применяется критерий отбора $p_T(B_c^+)/\sum p_T(\text{trk}) > 0.1$, где сумма в знаменателе берётся по всем трекам, ассоциированным с первичной вершиной кандидата B_c^+ . Это условие подавляет значительную долю комбинаторного фона, практически не воздействуя на сигнал.

Следующие критерии отбора по угловым переменным используются для дальнейшего подавления комбинаторного фона:

- $\cos \theta^*(D_s^+) > -0.8$, где $\theta^*(D_s^+)$ — угол между импульсом кандидата D_s^+ в системе покоя кандидата B_c^+ и импульсом самого кандидата B_c^+ в лабораторной системе отсчёта. Распределение величины $\cos \theta^*(D_s^+)$ является равномерным для распада псевдоскалярного B_c^+ -мезона до кинематического отбора, тогда как для фона оно возрастает в области отрицательных значений $\cos \theta^*(D_s^+)$.
- $\cos \theta'(\pi) > -0.8$, где $\theta'(\pi)$ — угол между импульсами кандидата J/ψ и пиона в системе покоя $K^+K^-\pi^+$. Это распределение практически равномерно для сигналов, а для комбинаторного фона имеет пик около -1 .

Распределения этих двух угловых переменных после применения всех прочих критериев отбора показаны на рис. 3.6. Они приведены для модельных наборов данных сигнальных распадов и для боковых областей массового спектра в данных. Эти боковые области определяются как $5640 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 5900 \text{ МэВ}$ (левая) и $6360 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6760 \text{ МэВ}$ (правая). Узкий провал в распределении $\cos \theta'(\pi)$ для сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ вызван выбрасыванием событий с распадами $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ (см. ниже).

Были исследованы различные возможные эксклюзивные фоновые процессы — отражения всевозможных распадов b -адронов. Можно выделить три основные группы таких процессов:

1. Распады $B_c^+ \rightarrow (c\bar{c})D_s^{(*)+}$, где состояние чармония $(c\bar{c})$ распадается на J/ψ -мезон. Два основных канала такого типа, $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}(J/\psi\gamma)D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)(J/\psi X)D_s^+$, исследовались с помощью моделирования Монте-Карло на уровне частиц с упрощённой моделью массового разрешения детектора (те же распады с D_s^{*+} в конечном состоянии имеют слишком малую реконструируемую массу $J/\psi D_s^+$ и не представляют интереса). Несмотря на то, что вклад событий с такими распадами (основываясь на оценках их ширин из гипотезы факторизации и известных ширин аналогичных распадов B^+ -мезона) оказывается сравним с вкладом сигнальных распадов, их распределение

²Поперечная длина пробега частицы определяется как расстояние в поперечной плоскости между вершиной рождения (первичной) и распада (вторичной) частицы, спроецированное на направление её поперечного импульса.

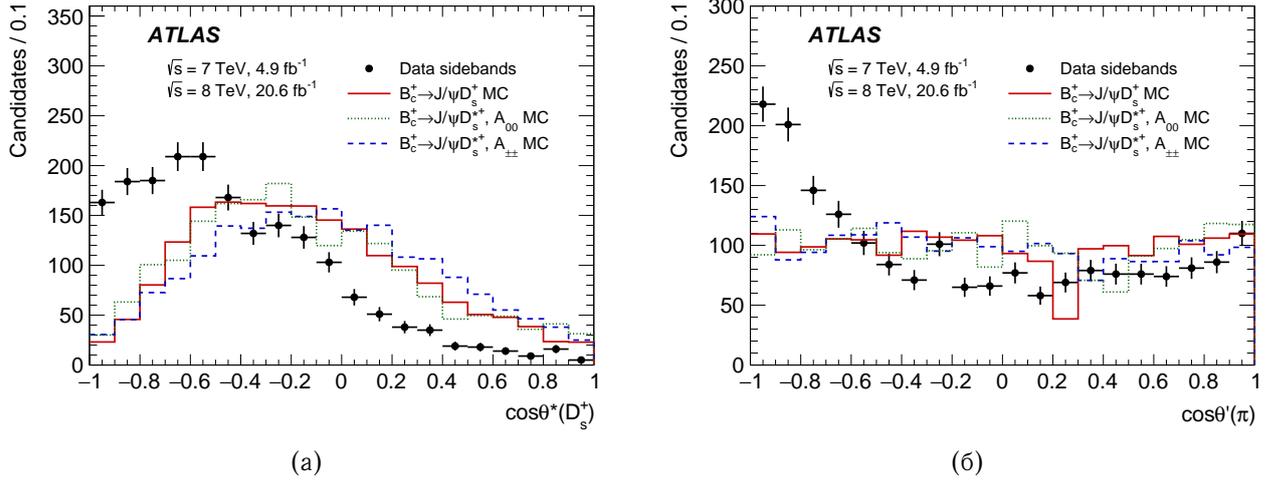


Рисунок 3.6: Распределения величин (а) $\cos \theta^*(D_s^+)$ и (б) $\cos \theta'(\pi)$, где $\theta^*(D_s^+)$ и $\theta'(\pi)$ — две угловые переменные, определённые в тексте. Распределения приведены для боковых областей в данных (чёрные точки) и моделирования МС сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ (красная сплошная линия) и компонент A_{00} (зелёная пунктирная линия) и $A_{\pm\pm}$ (синяя штриховая линия) сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$. Распределения получены после применения всех описанных в тексте критериев отбора за исключением отбора по самим этим переменным. Распределения МС нормированы на число событий в боковых областях данных.

инвариантной массы не образует выраженных пиковых структур, а концентрируется в области менее 6000 МэВ. Отдельно было проверено, что примесь таких событий в отобранном наборе данных не вносит существенных искажений в результаты фитирования сигналов, описанного ниже.

2. Различные распады D -мезонов, дающие тройку частиц в конечном состоянии, треки которых идентифицируются как система $K^+ K^- \pi^+$ из сигнального распада. Такие отражения подробно исследовались в [44, 118]. Ни один из таких распадов не даёт существенного вклада в массовое окно $1930 \text{ МэВ} < m(K^+ K^- \pi^+) < 2010 \text{ МэВ}$, используемое в данном анализе.
3. Распады $B \rightarrow J/\psi X$, где X в конечном состоянии соответствует одному или двум заряженным адронам, треки которых комбинируются с двумя или одним случайным треком соответственно, формируя ложный кандидат $J/\psi D_s^+$. Возможные вклады таких событий изучались следующим образом. Для всех кандидатов $J/\psi D_s^+$, отобранных в данных, адронные треки дочерних частиц распада D_s^+ -мезона брались в различных комбинациях по два либо по одному, и им присваивались массовые гипотезы, соответствующие тому или иному распаду $B \rightarrow J/\psi X$. Рассматривались получаемые таким образом спектры кандидатов этого распада и проверялось наличие пиковых структур в них. Такая проверка производилась для распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0(\pi^+ \pi^-)$, $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda^0(p \pi^-)$, $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K^+ \pi^-)$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi(K^+ K^-)$. Значительный сигнал был найден только в случае распадов $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Его вклад возникает, когда четыре

истинных трека $\mu^+\mu^-K^+K^-$ с правильными массовыми гипотезами комбинируются с ещё одним случайным треком с массовой гипотезой пиона.

Чтобы подавить вклад этого распада, для каждого реконструированного кандидата B_c^+ производился дополнительный фит вершины, в котором пара мюонов и пара каонов сводились в одну вершину (с фиксированием массы пары мюонов на мировое среднее значение массы J/ψ -мезона). Масса кандидата $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ затем вычислялась с использованием параметров треков, скорректированных в таком фите. Распределение этой массы показано на рис. 3.7. Кандидаты с $5340 \text{ МэВ} < m(\mu^+\mu^-K^+K^-) < 5400 \text{ МэВ}$ отбрасывались. Это требование позволяло удалить значительную часть событий с $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, уменьшая эффективность сигнала на 4%.

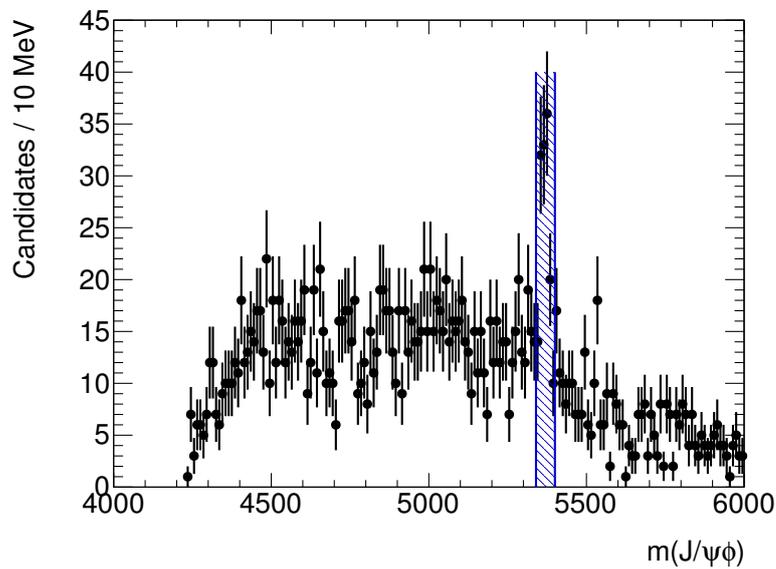


Рисунок 3.7: Распределение инвариантной массы кандидатов $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, построенных из треков отобранных кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$. Заштрихованная область показывает диапазон массы, кандидаты в котором исключались из анализа.

После применения всех указанных критериев отбора в диапазоне масс 5640 – 6760 МэВ оставалось 1547 кандидатов $J/\psi D_s^+$.

Фитирование сигналов

Распределение массы прошедших отбор кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ показано на рис. 3.8. Пик вблизи номинальной массы B_c^+ -мезона приписывается сигналу распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$, тогда как более широкая структура между 5900 МэВ и 6200 МэВ отвечает распаду $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ с последующим распадом $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$ или $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\pi^0$, когда нейтральная частица не реконструируется.

Распределения масс кандидатов J/ψ и D_s^+ , соответствующие той области спектра масс $J/\psi D_s^+$, где наблюдаются сигналы $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$, показаны на рис. 3.9. Чтобы получить эти распределения, кандидаты B_c^+ строились без фиксирования массы промежуточных

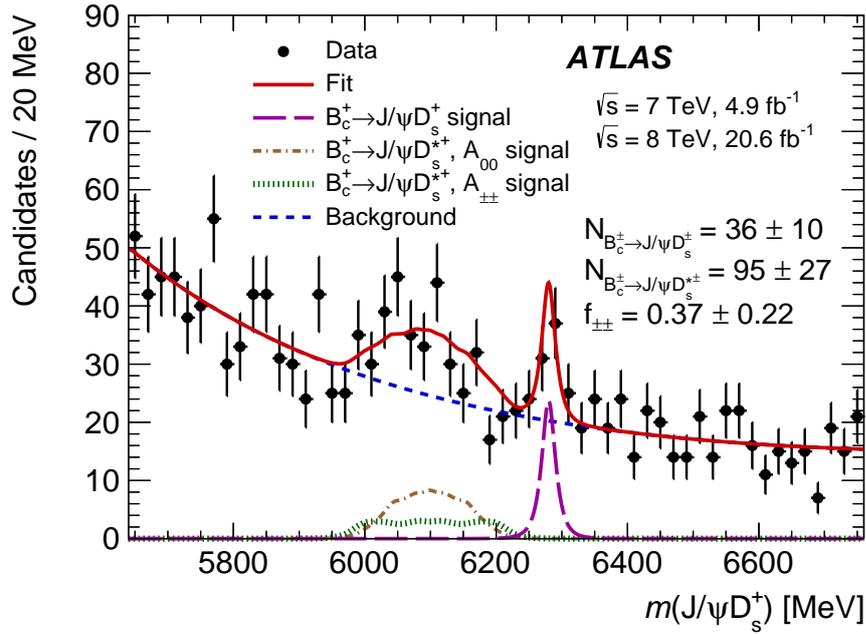


Рисунок 3.8: Распределение массы отобранных кандидатов $J/\psi D_s^+$. Красная сплошная линия показывает полную проекцию фита. Вклад сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ показан фиолетовой длинно-штриховой линией; коричневая штрих-пунктирная и зелёная пунктирная линия соответствуют компонентам A_{00} и A_{++} распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, соответственно; синяя штриховая линия показывает вклад фона.

резонансов в каскадном вершинном фите, а массы кандидатов $J/\psi D_s^+$ вычислялись как $m(J/\psi D_s^+) = m(\mu^+ \mu^- K^+ K^- \pi^+) - m(\mu^+ \mu^-) + m_{J/\psi} - m(K^+ K^- \pi^+) + m_{D_s^+}$, где $m_{J/\psi}$ и $m_{D_s^+}$ — номинальные массы соответствующих частиц. Отбирались только кандидаты $J/\psi D_s^+$ внутри окна $5900 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6400 \text{ МэВ}$, а массовые окна для самих промежуточных резонансов брались соответствующими диапазону графиков на рис. 3.9.

Эти распределения фитируются суммой экспоненты, описывающей комбинаторный фон, и модифицированной функции Гаусса [119] для описания соответствующих сигнальных пиков.

Модифицированная функция Гаусса, используемая также в других фитах, описанных ниже, определяется как

$$\text{Gauss}^{\text{mod}} \sim \exp\left(-\frac{x^{1+\frac{1}{1+x/2}}}{2}\right), \quad (3.8)$$

где $x = |m_0 - m|/\sigma$, средняя масса m_0 и ширина σ — свободные параметры. Она была впервые введена в [119] для описания массового пика распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В эксперименте ATLAS она также использовалась в [35, 44] для описания сигналов распадов D -мезонов. В настоящем анализе было показано, что эта функция хорошо описывает форму всех резонансных сигналов, когда естественной шириной резонанса можно пренебречь. Её существенным преимуществом является наличие только двух параметров (не считая нормировки), как и у обычной функции Гаусса. Последняя, однако, в простейшей форме не применима для описания реальных сигналов, реконструируемых детектором, из-за неравномерности его массового разрешения. В то же время двойная функция Гаусса или функция «Crystal Ball» [120–

122], часто применяемые в подобных задачах, имеют большее число параметров, тем самым усложняя фит или создавая дополнительные источники систематики.

Полученные из фитов массы J/ψ - (3095.1 ± 2.4 МэВ) и D_s -мезона (1969.0 ± 4.1 МэВ) находятся в согласии с их номинальными массами, ширины согласуются со значениями в моделировании Монте-Карло, величины сигналов составляют $N_{J/\psi} = 568 \pm 28$ и $N_{D_s^\pm} = 175 \pm 36$.

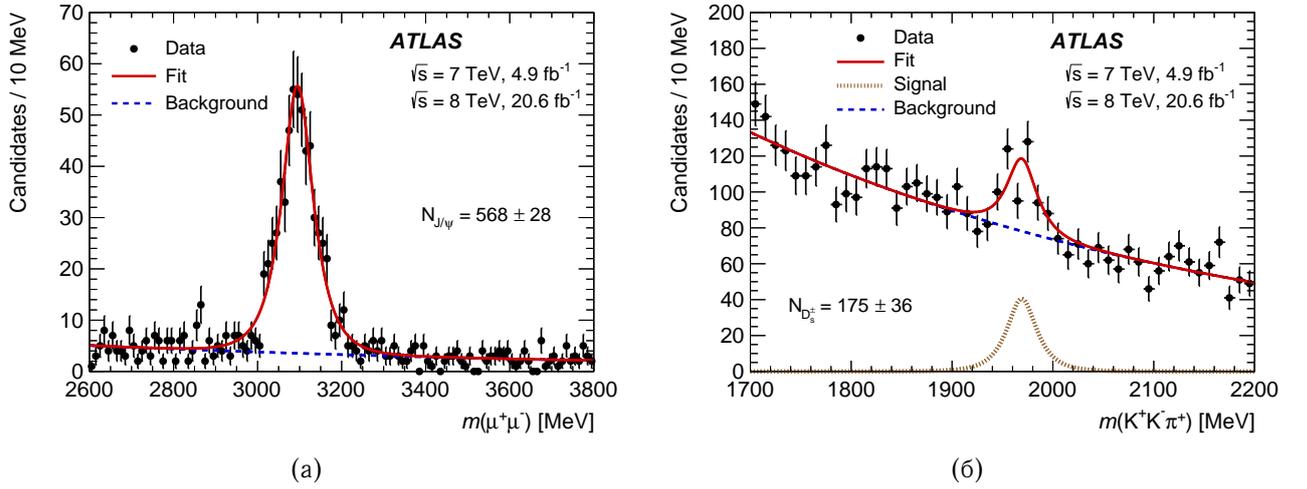


Рисунок 3.9: Распределение массы кандидатов (а) J/ψ и (б) D_s^+ после полного отбора кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ (без фиксации масс промежуточных резонансов в каскадном фите) внутри массового окна кандидата B_c^+ $5900 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6400 \text{ МэВ}$. Спектры фитируются суммой экспоненты и модифицированной функции Гаусса.

Полученное аналогичным образом распределение массы кандидатов ϕ от распадов D_s^+ -мезона показано на рис. 3.10. Оно фитируется суммой пороговой функции

$$f_{\text{thresh}} \sim (m(K^+K^-) - 2m_{K^+})^A, \quad (3.9)$$

описывающей фон, и свёртки нерелятивистской функции Брейта–Вигнера с функцией Гаусса для описания сигнала. Параметр пороговой функции A , масса ϕ -мезона и ширина функции Гаусса, отвечающая разрешению детектора, являются свободными, а ширина функции Брейта–Вигнера фиксирована на естественную ширину ϕ -мезона [63].

Информация о спиральности дочерних частиц в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ содержится как в массовом распределении реконструируемых частиц $J/\psi D_s^+$, так и в распределении угла спиральности J/ψ -мезона, $\theta'(\mu^+)$, который определяется в системе покоя пары мюонов как угол между импульсами положительного мюона и кандидата D_s^+ .

Таким образом, к двум указанным распределениям применяется двухмерный безбиновый фит методом максимума расширенной функции правдоподобия. Вклады амплитуд спиральности A_{++} и A_{--} обладают одинаковой формой распределения массы и угла спиральности в связи с пространственной симметрией в распадах J/ψ - и D_s^+ -мезонов. Это также подтверждается моделированием Монте-Карло. Поэтому эти две компоненты рассматриваются как

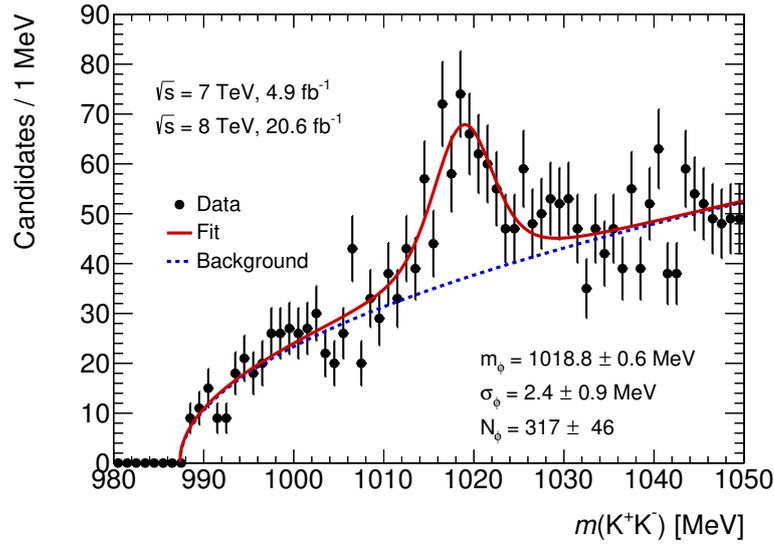


Рисунок 3.10: Распределение массы кандидатов ϕ после полного отбора $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ (без фиксации масс промежуточных резонансов в каскадном фите) внутри массового окна кандидата B_c^+ $5900 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6400 \text{ МэВ}$. Спектры фитируются суммой пороговой функции (3.9) и свёртки нерелятивистской функции Брейта–Вигнера с функцией Гаусса.

одна компонента $A_{\pm\pm}$. В то же время формы распределений для компоненты A_{00} отличаются, и она рассматривается отдельно.

Одновременное фитирование массового и углового распределения значительно улучшает чувствительность к величине вкладов компонент с различной спиральностью в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ по отношению к одномерному фитированию одного лишь массового распределения (см. Приложение А и рис. А.3).

Четыре двумерных функции плотности распределения вероятности (probability density function, PDF) строятся для описания сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$, компонент $A_{\pm\pm}$ и A_{00} сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, и фона. PDF для сигналов факторизуются на массовую и угловую части. Эффекты корреляции между формами массового и углового распределений исследовались отдельно, были найдены малыми и учтены как систематические погрешности.

Массовое распределение сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ описывается модифицированной функцией Гаусса. Для компонент сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ используются шаблонные распределения, полученные из наборов Монте-Карло методом ядерных оценок (kernel estimate) [123]. Относительные парциальные ширины распадов $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ и $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \pi^0$ в моделировании выставлены на их мировые средние значения [63]. Сдвиг шаблонных распределений массы вдоль массовой оси является параметром фита и меняется синхронно с положением пика сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$. Форма распределения массы для фона описывается двухпараметрической экспонентой $\exp[a \cdot m(J/\psi D_s^+) + b \cdot m(J/\psi D_s^+)^2]$.

Для описания формы $|\cos \theta'(\mu^+)|$ используются шаблонные распределения, полученные методом ядерных оценок. Шаблоны для угловых PDF сигнальных распадов подготовлены из модельных наборов соответствующих распадов. Форма этих PDF может быть вычислена аналитически и имеет вид $|\cos \theta'(\mu^+)| \sim \sin^2 \theta'(\mu^+)$ для распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и компоненты

A_{00} распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ и $|\cos \theta'(\mu^+)| \sim 1 + \cos^2 \theta'(\mu^+)$ для компоненты $A_{\pm\pm}$ распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. Однако эти распределения и так корректно воспроизводятся на уровне частиц при моделировании пакетом EVTGEN, а использование шаблонных распределений позволяет учесть детекторные эффекты.

Описание угловой формы фона основано на форме распределений $|\cos \theta'(\mu^+)|$ для кандидатов в боковых областях массового спектра $J/\psi D_s^+$. Два шаблона строятся из распределений кандидатов в левой и правой боковых областях, определённых выше. Угловая PDF для фона строится как условная функция плотности вероятности переменной $|\cos \theta'(\mu^+)|$ для данной величины массы кандидата $m(J/\psi D_s^+)$. Для кандидатов из нижней половины левой боковой области (5640–5770 МэВ) используется шаблон из этой левой боковой области. Аналогично, для кандидатов из верхней половины правой боковой области (6560–6760 МэВ) используется шаблон из правой боковой области. Наконец, для кандидатов в средней части массового диапазона (5770–6560 МэВ) производится линейная интерполяция между двумя шаблонными распределениями.

Фит имеет 7 свободных параметров: масса B_c^+ -мезона, $m_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}$; относительный вклад компоненты $A_{\pm\pm}$ в полную ширину распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, $f_{\pm\pm}$; два параметра экспоненты, описывающей массовое распределение фона; величины сигналов в двух каналах распада, $N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}$ и $N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}$, и фона. Ширина модифицированной функции Гаусса, $\sigma_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}$, зафиксирована на величину, полученную из фитирования сигнала в модельных событиях, $\sigma_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+} = 9.95$ МэВ, для улучшения стабильности фита. Если оставлять эту величину свободным параметром, значение, получаемое из такого фита, 7.9 ± 3.0 МэВ, согласуется с моделированием в пределах статистической погрешности.

Корректность процедуры фитирования проверялась с помощью псевдоэкспериментов. Так, было проверено, что фит даёт несмещённые оценки свободных параметров и корректные оценки их погрешностей. Подробности проведённых проверок для величины $f_{\pm\pm}$ приведены в Приложении А.

Значения параметров, полученных из фита приведены в таблице 3.3. Полученное значение массы B_c^+ -мезона согласуется с мировым средним [63]. Массовая и угловая проекции фита также показаны на рис. 3.8 и 3.11(а) соответственно. Чтобы лучше проиллюстрировать роль угловой части фита в разделении компонент с разной спиральностью, проекция угловой части фита на подмножество кандидатов $J/\psi D_s^+$ с массами $5950 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6250 \text{ МэВ}$, соответствующими области сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, показана также на рис. 3.11(б).

Статистическая значимость наблюдаемых сигналов была оценена с помощью псевдоэкспериментов. Она оценивалась для сигналов обоих распадов одновременно. Для этого было проведено фитирование отобранных кандидатов $J/\psi D_s^+$ с использованием описанной модели с величинами сигналов, зафиксированными на нуле (фоновой гипотезы). Затем эта модель с параметрами, полученными из такого фита была использована для разыгрывания методом Монте-Карло порядка 40 миллионов псевдоэкспериментов. Каждый из них фити-

Таблица 3.3: Параметры сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$, полученные из фита. Параметр ширины модифицированной функции Гаусса зафиксирован на значение, полученное из моделирования. Приводятся только статистические ошибки.

Параметр	Значение
$m_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}$ [МэВ]	6279.9 ± 3.5
$N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}$	36 ± 10
$N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}$	95 ± 27
$f_{\pm\pm}$	0.37 ± 0.22

ровался с использованием двух моделей: номинальной, описанной выше в этом подразделе, и фоновой гипотезы. При этом в номинальной модели также фиксировалась величина массы $m_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}$. Для каждой из таких пар фитов вычислялось значение разницы функций правдоподобия $(\Delta \ln \mathcal{L})_{\text{Toy}} = (\ln \mathcal{L}_{S+B} - \ln \mathcal{L}_B)_{\text{Toy}}$, где $\ln \mathcal{L}_{S+B}$ и $\ln \mathcal{L}_B$ — полученные из них логарифмы максимальных функций правдоподобия. Эти значения сравнивались с такой же величиной, полученной из фитов реальных данных такими же двумя моделями, $(\Delta \ln \mathcal{L})_{\text{Data}}$. Доля псевдоэкспериментов, для которых $(\Delta \ln \mathcal{L})_{\text{Toy}} > (\Delta \ln \mathcal{L})_{\text{Data}}$ давала т. н. p -значение — вероятность получить случайную флуктуацию данных так же или более несовместимую с фоновой гипотезой, как наблюдаемые данные. Это p -значение может быть пересчитано в статистическую значимость через квантили нормального распределения.

Описанная процедура даёт величину статистической значимости 4.9 стандартных отклонений.

3.2.3 Нормировочный распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$

Кандидаты $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ реконструируются путём фитирования общей вершины трека кандидата π^+ и двух мюонов кандидата J/ψ , которые отбираются, как описано в предыдущем разделе. Схема реконструкции распада показана на рис. 3.4(б). Треки, идентифицированные как мюоны, не используются в качестве кандидатов π^+ . Это сделано с целью подавить существенный фоновый вклад от распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \mu^+ \nu_\mu X$. Инвариантная масса пары мюонов в вершинном фите фиксируется на номинальную массу J/ψ -мезона, как это делалось при реконструкции кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$. Качество вершинного фита должно удовлетворять $\chi^2/\text{n.d.f.} < 3$ (n.d.f. = 4). Многие критерии отбора, применяемые для кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$, идентичны таковым в отборе кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$, а именно: кинематическая область реконструкции кандидатов $p_T(B_c^+) > 15$ ГэВ, $|\eta(B_c^+)| < 2.0$; поперечный импульс и псевдобыстрота мюонов (вычисляемые из скорректированных параметров их треков) $p_T(\mu^\pm) > 3$ ГэВ, $|\eta(\mu^\pm)| < 2.3$; такие же требования на поперечный и продольный прицельные параметры по отношению к первичной вершине; такое же требование на $p_T(B_c^+)/\sum p_T(\text{trk})$. Использование аналогичных критериев отбора позволяет существенно

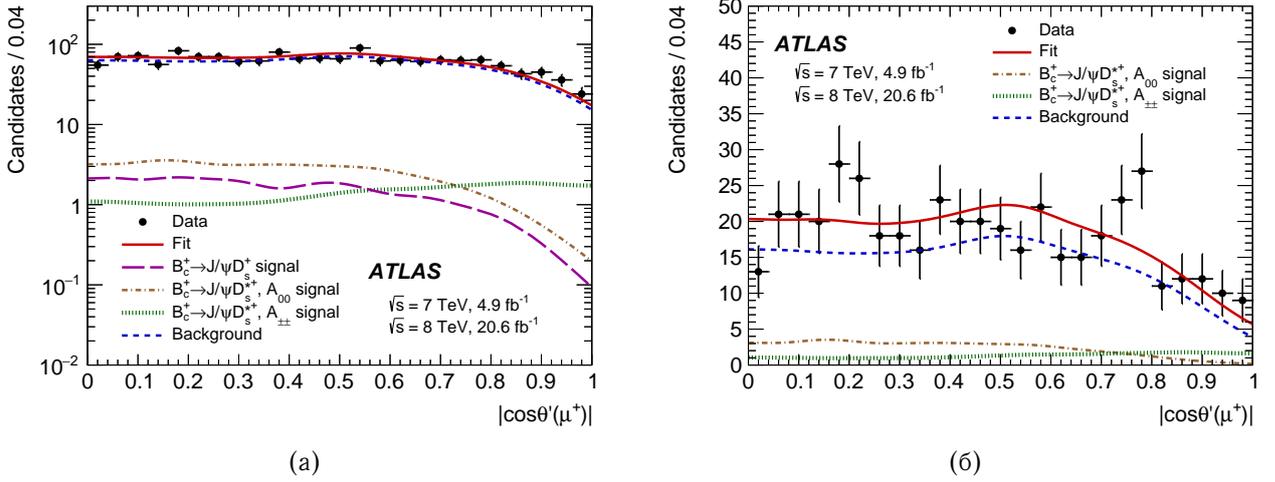


Рисунок 3.11: Проекция фита на переменную $|\cos\theta'(\mu^+)|$, где угол спиральности $\theta'(\mu^+)$ определяется как угол между импульсами μ^+ и D_s^+ кандидата в системе покоя пары мюонов, для (а) полного набора отобранных кандидатов $J/\psi D_s^+$ и (б) подмножества кандидатов в массовом окне $5950 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6250 \text{ МэВ}$, соответствующем наблюдаемому сигналу распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. Красная сплошная линия показывает полную проекцию фита. Вклад распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ показан фиолетовой длинно-штриховой линией (она не нарисована в (б), поскольку их вклад исчезающе мал в этом массовом диапазоне); коричневая штрих-пунктирная и зелёная пунктирная линии показывают вклады компонент A_{00} и $A_{\pm\pm}$ распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ соответственно; синяя штриховая линия показывает вклад фона.

уменьшить систематические погрешности измерения вследствие их сокращения при вычислении отношения акцептансов двух каналов распада.

На кинематику пиона накладываются требования $p_T(\pi^+) > 5 \text{ ГэВ}$ и $|\eta(\pi^+)| < 2.5$. Поперечная длина пробега должна быть $L_{xy}(B_c^+) > 0.2 \text{ мм}$, и не превосходить 10 мм . Более жёсткое требование по отношению к аналогичному отбору $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ связано с различной величиной и поведением комбинаторного фона при реконструкции этих распадов.

Следующие критерии отбора применяются с целью дальнейшего подавления комбинаторного фона:

- $\cos\theta^*(\pi) > -0.8$, где $\theta^*(\pi)$ — угол между импульсом пиона в системе покоя $\mu^+\mu^-\pi^+$ и импульсом кандидата B_c^+ в лабораторной системе. Поведение этой угловой переменной для сигнала и комбинаторного фона совпадает с поведением $\cos\theta^*(D_s^+)$, используемой в отборе кандидатов $J/\psi D_s^+$. Критерий, хотя и почти не подавляет фон в нормировочном канале распада, введён для единообразия с отбором распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$.
- $|\cos\theta'(\mu^+)| < 0.8$, где $\theta'(\mu^+)$ — угол между импульсами μ^+ и π^+ в системе покоя пары мюонов. Распределение этой величины для сигнала пропорционально $\sin^2\theta'(\mu^+)$, тогда как для фона оно равномерное.

Распределения этих угловых переменных (после применения всех прочих критериев отбора) показаны на рис. 3.12.

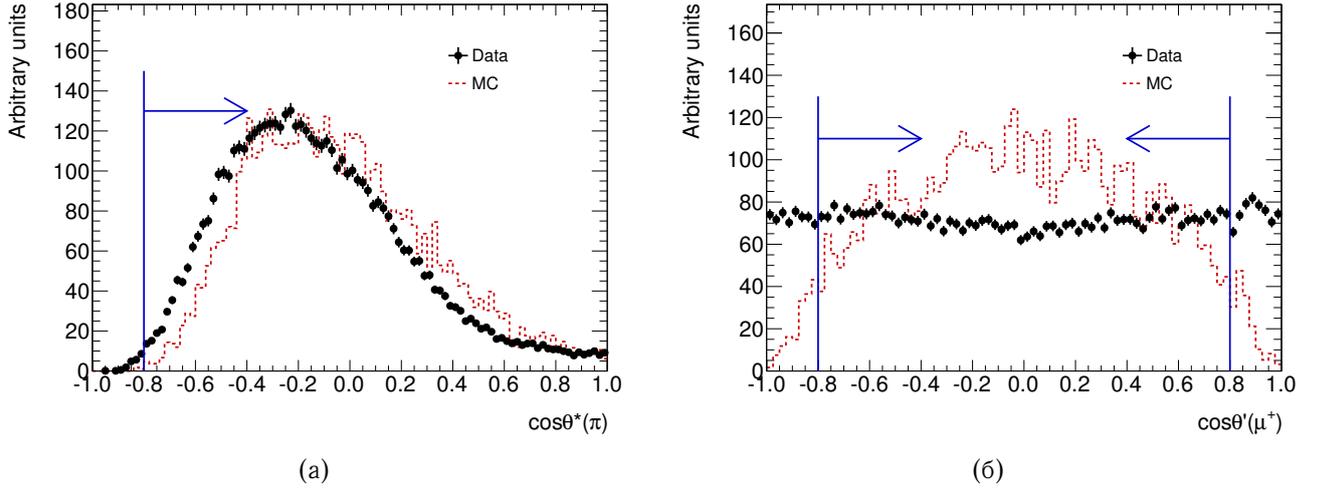


Рисунок 3.12: Сравнение распределений величин (а) $\cos\theta^*(\pi)$ и (б) $\cos\theta'(\mu^+)$ в событиях моделирования Монте-Карло нормировочного распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ (красная штриховая линия) и в экспериментальных данных (чёрные точки). Стрелками показаны применяемые критерии отбора.

После применения всех указанных критериев отбора в диапазоне масс 5640 – 6760 МэВ остаются 38542 кандидата $J/\psi\pi^+$. На рис. 3.13 показано распределение массы прошедших отбор кандидатов. К нему применяется безбиновый фит методом максимума расширенной функции правдоподобия. Пик сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ описывается модифицированной функцией Гаусса, а комбинаторный фон — экспонентой. Свободными параметрами фита являются масса B_c^+ -мезона $m_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}$, ширина модифицированной функции Гаусса $\sigma_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}$, величина сигнала $N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}$ и фона, и параметр экспоненты. Результаты фита приведены в таблице 3.4, а проекция фита показана на рис. 3.13. Полученное значение массы B_c^+ -мезона согласуется с мировым средним [63], а ширина сигнального пика — со значением, полученным при фитировании модельных данных (37.4 МэВ).

Таблица 3.4: Параметры сигнала в распределении массы $J/\psi\pi^+$, полученные из фита. Приведены только статистические ошибки.

Параметр	Значение
$m_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}$ [МэВ]	6279.9 ± 3.9
$\sigma_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}$ [МэВ]	33.9 ± 4.2
$N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}$	1140 ± 120

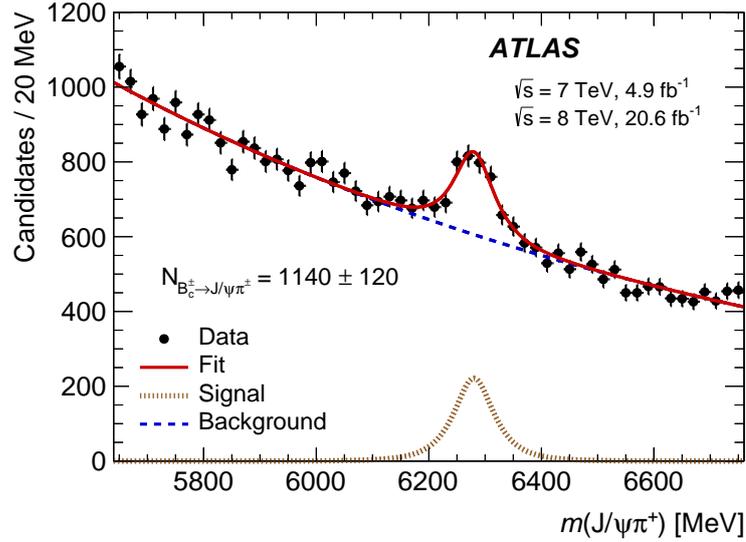


Рисунок 3.13: Распределение массы прошедших отбор кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$. Красная сплошная линия показывает результат фита. Коричневая пунктирная и синяя штриховая линии показывают проекции сигнальной и фоновой компонент соответственно.

3.3 Измерение парциальных ширин с использованием нормировочного распада

Отношения парциальных ширин $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$ вычисляются по следующей формуле:

$$\mathcal{R}_{D_s^{(*)+}/\pi^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}} = \frac{1}{\mathcal{B}_{D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+}} \times \frac{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}}{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}}} \times \frac{N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}}}{N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+}}, \quad (3.10)$$

где $\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow X}$ и $N_{B_c^+ \rightarrow X}$ — полные акцептансы и количества сигнальных событий в соответствующих каналах распада. В качестве относительной парциальной ширины $\mathcal{B}_{D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+}$ используется величина, полученная из измерений эксперимента CLEO [124] ширины $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ с массой пары каонов в различных интервалах вокруг номинальной массы ϕ -мезона. Диаграмма Далица для распадов D_s^+ -мезона в конечное состояние $K^+K^-\pi^+$ показывает наличие существенного вклада широкой скалярной компоненты под пиком $\phi \rightarrow K^+K^-$, которая также интерферирует с вкладом распада ϕ -мезона. Применяемый подход позволяет корректно учесть эти эффекты даже в случае, если они не воспроизводятся в моделировании Монте-Карло.

Производится интерполяция между величинами относительной парциальной ширины, полученными для диапазонов ± 5 МэВ и ± 10 МэВ [124], предполагая Брейт-Вигнеровскую форму резонанса. Для используемого в анализе интервала ± 7 МэВ полученное таким образом значение составляет $(1.85 \pm 0.11)\%$ (берётся наиболее консервативная оценка погрешности из [124]). В дальнейшем, при вычислении акцептанса из данных моделирования Монте-Карло он считается по отношению к кинематическому диапазону $m(K^+K^-) \pm 7$ МэВ. Та-

ким образом, моделирование используется только для воспроизведения миграции величины $m(K^+K^-)$ в указанное окно и из него, но не самой формы её распределения.

Остаточные эффекты примесей других мод распада D_s^+ -мезона с конечным состоянием $K^+K^-\pi^+$, не включённых в моделирование Монте-Карло, на акцептансы исследовались отдельно и учитываются как систематическая погрешность.

Акцептанс для канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ различается для компонент $A_{\pm\pm}$ и A_{00} , поэтому полный акцептанс даётся выражением

$$\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}} = \left(\frac{f_{\pm\pm}}{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{\pm\pm}}} + \frac{1 - f_{\pm\pm}}{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{00}}} \right)^{-1}, \quad (3.11)$$

где нижние индексы указывают на спиральность, и $f_{\pm\pm}$ — значение, полученной из фита (табл. 3.3).

Величины акцептансов для всех каналов распада определялись из моделирования Монте-Карло по отношению к фидуциальной кинематической области $p_T(B_c^+) > 15$ ГэВ и $|\eta(B_c^+)| < 2.0$. Полученные значения приведены в таблице 3.5.

Таблица 3.5: Акцептансы исследуемых каналов распада $\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow X}$. Приведённые ошибки соответствуют величине используемых наборов Монте-Карло.

Канал	$\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow X}$ [%]
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	4.106 ± 0.056
$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$	1.849 ± 0.034
$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{00}$	1.829 ± 0.053
$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{\pm\pm}$	1.712 ± 0.035

Отношение $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+}$ вычисляется как

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}} = \frac{N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}} \times \frac{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}}{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}, \quad (3.12)$$

где отношение величин сигналов $N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}/N_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}$ и его ошибка извлекаются из фита как независимый параметр, чтобы учесть корреляцию между двумя сигналами.

Величина поперечной поляризации в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ вычисляется из значения $f_{\pm\pm}$, к которому применяется корректировка с учётом различных акцептансов для вкладов двух компонент:

$$\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma = f_{\pm\pm} \times \frac{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}, A_{\pm\pm}}}. \quad (3.13)$$

3.4 Систематические неопределённости

Систематические погрешности измеренных величин определялись путём модификации процедуры измерения и повторения всех вычислений. Хотя некоторые источники ошибок могут весьма существенно влиять на измерения ширин отдельных распадов, они в значительной мере сокращаются в измерении их отношений \mathcal{R} и величины $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$ из-за коррелированности этих эффектов в исследуемых каналах распада. Далее приведены источники систематической погрешности, рассматриваемые в анализе.

Первая группа источников систематики связана с возможными *неточностями моделирования исследуемых процессов методом Монте-Карло*, которые могли влиять на аксептансы каналов распада B_c^+ -мезона.

Эффекты, связанные с моделью рождения B_c^+ -мезона изучались путём сравнения спектров поперечного импульса $p_T(B_c^+)$ и псевдобыстроты $\eta(B_c^+)$ в наборах Монте-Карло и в данных с использованием нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ с достаточно большой статистикой. Эти спектры были разбиты на 3 диапазона $p_T(B_c^+)$ (15 – 25, 25 – 35, 35 – 80 ГэВ) и 4 диапазона $|\eta(B_c^+)|$ (0.0 – 0.4, 0.4 – 0.8, 0.8 – 1.3, 1.3 – 2.0). В каждом из них выполнялось фитирование сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$, как описано в разделе 3.2.3 (при этом значение массы B_c^+ -мезона при фитировании данных фиксировалось на величину, полученную из фитирования полного набора данных). Затем вычислялись нормированные отношения величин сигналов в данных и моделировании Монте-Карло. Эти отношения в диапазонах $p_T(B_c^+)$ и $|\eta(B_c^+)|$ показаны на рис. 3.14. Обе зависимости фитируются линейной функцией ($y = a(1 + b(x - x_{\text{mean}}))$), где x_{mean} – середина всего фитируемого диапазона).

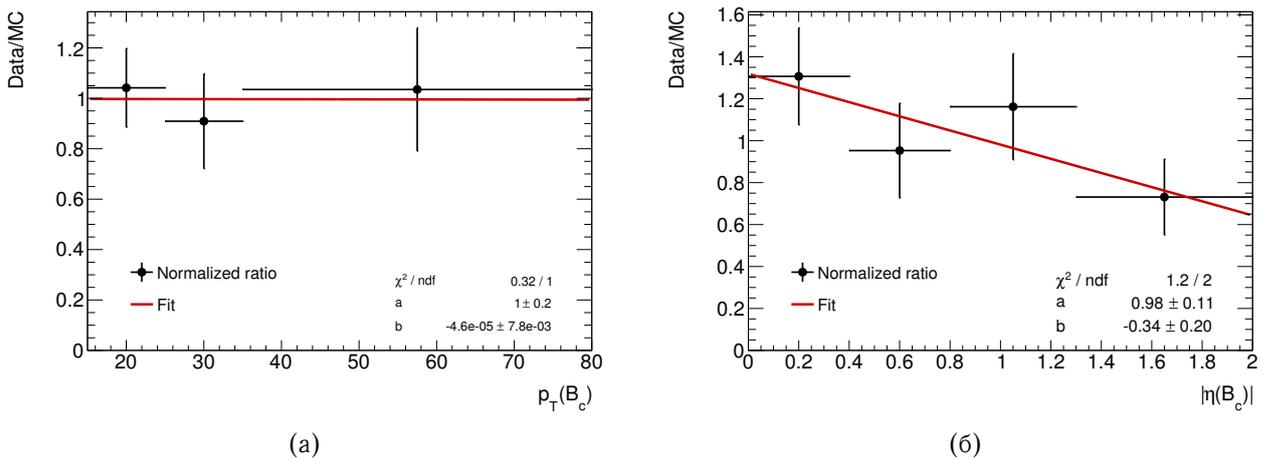


Рисунок 3.14: Нормированные отношения величин сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ между экспериментальными и модельными данными в диапазонах (а) $p_T(B_c^+)$ и (б) $|\eta(B_c^+)|$.

Красной линией показаны фиты распределений линейной функцией; её параметры приведены на рисунках.

Наклон a линейной функции согласуется с нулём для отношений спектров $p_T(B_c^+)$, тогда как отношение спектров $|\eta(B_c^+)|$ показывает, что в модельных наборах Монте-Карло име-

ется небольшой избыток B_c^+ -мезонов, рождающихся в передней области, по отношению к данным. Для корректировки этого эффекта модельным событиям (для всех исследуемых каналов распада B_c^+ -мезона) присваивались веса, вычисленные как функция $|\eta(B_c^+)|$ с использованием соответствующего параметра наклона линейной функции (рис. 3.14(б)). Для оценки систематической погрешности эти веса, а также аналогичные веса, зависящие от $p_T(B_c^+)$, варьировались путём использования параметров наклона в пределах одного стандартного отклонения. Эти вариации давали очень похожие эффекты на акцептансы различных каналов, приводя к умеренным оценкам ошибок отношений \mathcal{R} , не превосходящим 3%.

Эффект примеси неноминальных мод распада D_s^+ -мезона с $K^+K^-\pi^+$ в конечном состоянии на акцептансы исследовался с помощью отдельного моделирования Монте-Карло, в котором основные из этих каналов ($D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ и $D_s^+ \rightarrow K^{*0}K^+$) были добавлены с вкладками, основанными на [63]. Их наличие оказывало небольшое влияние на акцептанс отбора по величине $|\cos^3 \theta'(K)|$. Учёт этого эффекта давал оценку 0.4% погрешностей величин $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$.

В неопределённости эффективности реконструкции треков преобладают эффекты неточности описания распределения вещества в объёме внутреннего детектора. Были подготовлены дополнительные модельные наборы Монте-Карло с искажённой геометрией установки и увеличенным количеством вещества, которые использовались для оценки этих эффектов. Будучи пересчитанными для отношений парциальных ширин, они давали оценку погрешности порядка 0.5% для отношений $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$ за счёт двух дополнительных треков в каналах $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$. Подробности оценки этой погрешности приведены в Приложении В.

Неопределённость значений времени жизни B_c^+ - и D_s^+ -мезонов, использовавшихся при моделировании распадов, приводила к ещё одной систематической неопределённости. Моделируемые времена жизни варьировались в пределах одного стандартного отклонения от мировых средних значений [63], что привело к оценке $\sim 1\%$ для $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$ за счёт времени жизни B_c^+ -мезона и 0.3% — D_s^+ -мезона.

Следующая группа источников систематики связана с *эффектами фитирования сигналов*. Они исследовались независимо для фитирования кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. Для первого из них применялись следующие модификации модели фитирования (отклонения от номинального результата брались в качестве оценок погрешности):

- различная параметризация формы массы для фона (трёхпараметрическая экспонента, полиномы второй и третьей степени), различные диапазоны фитирования массы $J/\psi D_s^+$ (диапазон уменьшался на 40 МэВ независимо с каждой стороны);
- сумма двух функций Гаусса с общим средним или функция «Crystal Ball» [120–122] для описания сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$; вариации ширины модифицированной функции Гаусса в пределах 10% от модельного значения;

- вариации гладкости шаблонных распределений массы сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, контролируемого параметром ρ в технике ядерных оценок [123];
- аналогичные вариации гладкости шаблонных распределений $|\cos \theta'(\mu^+)|$ сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$;
- вариации гладкости шаблонных распределений $|\cos \theta'(\mu^+)|$ для кандидатов из боковых областей массового спектра, используемых для построения угловой PDF для фона; различные диапазоны этих боковых областей; различная процедура интерполяции между двумя шаблонными распределениями (интерполяция во всём диапазоне 5640–6760 МэВ вместо его средней части 5770–6560 МэВ, либо использование одного шаблонного распределения на основе обеих областей);
- моделирование корреляции между массовой и угловой частью PDF для сигналов. Эта корреляция имеет место только на детекторном уровне и проявляется в ухудшении массового разрешения для высоких значений $|\cos \theta'(\mu^+)|$. Специальная модель, учитывающая этот эффект, была разработана и применена к данным. Влияние на результат оказалось пренебрежимо малым по отношению к прочим рассмотренным источникам погрешности, связанным с фитированием.

Первые два эффекта давали преобладающий вклад в неопределённости отношений парциальных ширин \mathcal{R} , тогда как измерение доли поперечной поляризации $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$ было в основном подвержено влиянию вариаций описания углового поведения фона.

Для модели фитирования нормировочного канала распада применялись аналогичные вариации описания формы массы сигнала и фона. Отклонения, возникающие в вариациях моделей фитирования, достигали 10–15%, таким образом, делая их доминирующим источником систематической погрешности.

Относительные парциальные ширины распадов D_s^{+}* [63] варьируются в моделировании Монте-Карло в пределах ошибок их мировых средних значений. В связи с этим незначительно меняются формы шаблонных распределений массы $J/\psi D_s^+$, а также аксептансы компонент распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. Влияние на отношения $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+}$ пренебрежимо малы, а эффект на $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$ оценивается на уровне $\sim 1\%$.

Статистическая погрешность величин аксептанса, связанная с *ограниченным объёмом модельных наборов Монте-Карло*, также рассматривается как отдельный источник систематической погрешности и достигает 2–3%.

Для проверки возможного искажения результата в связи с *использованием трёхмюонных триггеров* анализ был повторён с применением вето на кандидаты D_s^+ , хотя бы один из дочерних треков которых был идентифицирован как мюон в детекторе (кандидаты π^+ в нормировочном канале распада, идентифицированные как мюоны, изначально не используются в анализе). Влияние на результат оказалось пренебрежимо малым.

Наконец, поскольку величина $\mathcal{B}_{D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+}$ входит в выражение (3.10), её погрешность, полученная из [124] на уровне 5.9%, распространялась и на окончательные значения отношений парциальных ширин.

Все систематические погрешности измеренных величин приведены в таблице 3.6.

Таблица 3.6: Относительные систематические погрешности измеренных отношений парциальных ширин $R_{D_s^+/\pi^+}$, $R_{D_s^{*+}/\pi^+}$, $R_{D_s^{*+}/D_s^+}$ и доли поперечной поляризации $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$.

Источник	Погрешность [%]			
	$R_{D_s^+/\pi^+}$	$R_{D_s^{*+}/\pi^+}$	$R_{D_s^{*+}/D_s^+}$	$\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$
Модельный спектр $p_T(B_c^+)$	0.4	0.9	0.5	0.4
Модельный спектр $ \eta(B_c^+) $	1.9	2.4	0.6	0.2
Вклады других распадов D_s^+ -мезона	0.4	0.4	–	–
Эффективность реконструкции треков	0.5	0.5	< 0.1	< 0.1
Время жизни B_c^+ -мезона	1.2	1.3	< 0.1	< 0.1
Время жизни D_s^+ -мезона	0.3	0.3	< 0.1	< 0.1
Фит $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$	4.4	10.5	10.7	17.4
Фит $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	8.5	8.5	–	–
Распады D_s^{*+} -мезона	< 0.1	< 0.1	< 0.1	1.1
Объём наборов Монте-Карло	2.3	2.4	2.7	2.2
Итого	10.1	14.0	11.0	17.6
$\mathcal{B}_{D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+}$	5.9	5.9	–	–

3.5 Результаты

Измерены следующие значения отношений парциальных ширин:

$$\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}} = 3.8 \pm 1.1 \text{ (стат.)} \pm 0.4 \text{ (сист.)} \pm 0.2 \text{ (BF)}, \quad (3.14)$$

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}} = 10.4 \pm 3.1 \text{ (стат.)} \pm 1.5 \text{ (сист.)} \pm 0.6 \text{ (BF)}, \quad (3.15)$$

$$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+} = \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+}} = 2.8_{-0.8}^{+1.2} \text{ (стат.)} \pm 0.3 \text{ (сист.)}, \quad (3.16)$$

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

$$\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma = 0.38 \pm 0.23 \text{ (стат.)} \pm 0.07 \text{ (сист.)} \quad (3.17)$$

Сравнение полученных результатов с измерениями в эксперименте LHCb [74] и с предсказаниями различных теоретических подходов приводится в таблице 3.7 и на рис. 3.15.

Результаты измерения находятся в согласии с результатами LHCb. Все отношения парциальных ширин хорошо описываются пертурбативной КХД [103]. Ожидания моделей [104, 105, 107], а также вычислений в рамках правила сумм [92] для отношения $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+}$ согласуются с измерением. Предсказания релятивистской потенциальной модели КХД [104] согласуются с измеренным значением $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$, тогда как ожидания из вычислений в рамках правила сумм [92] и моделей [105–107] несколько ниже измеренного значения. Предсказания [92, 104, 105, 107] также несколько меньше измеренного значения отношения $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$. Однако указанные расхождения не превышают двух стандартных отклонений, принимая во внимание только экспериментальные неопределённости.

Результаты наивной оценки отношений \mathcal{R} в рамках гипотезы факторизации по известным значениям относительных парциальных ширин распадов B^0 - и B^+ -мезонов с использованием выражений (3.4) – (3.6) также приведены в таблице 3.7 (указанные погрешности включают как неопределённости относительных парциальных ширин [63], так и неопределённость относительного орбитального момента D -мезонов). При рассмотрении распадов B^0 -мезона эти оценки хорошо согласуются с измерением ATLAS, тогда как оценки отношений $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$, использующие распады B^+ -мезона, оказываются ниже измеренных значений.

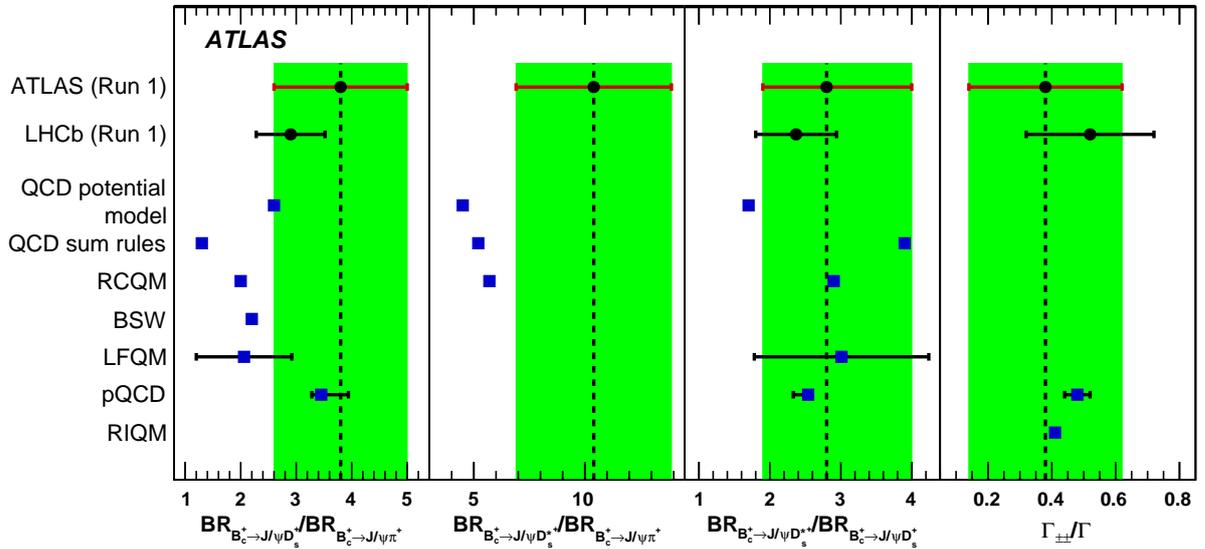


Рисунок 3.15: Сравнение результата измерения ATLAS с результатом LHCb [74] и теоретическими предсказаниями, основанными на релятивистской потенциальной модели КХД [104], правиле сумм КХД [92], релятивистской модели конstituэнтных кварков (RCQM) [105], релятивистской модели кварков BSW (с фиксированным средним поперечным импульсом кварков $\omega = 0.40$ ГэВ) [106], модели кварков на световом конусе (LFQM) [107], пертурбативной КХД (pQCD) [103], и релятивистской модели независимых кварков (RIQM) [108]. 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 квадратурах.

Таблица 3.7: Сравнение результата измерения ATLAS с результатом LHCb [74] и теоретическими предсказаниями, основанными на релятивистской потенциальной модели КХД [104], правиле сумм КХД [92], релятивистской модели конститuentных кварков (RCQM) [105], релятивистской модели кварков BSW (с фиксированным средним поперечным импульсом кварков $\omega = 0.40$ ГэВ) [106], модели кварков на световом конусе (LFQM) [107], пертурбативной КХД (пКХД) [103], и релятивистской модели независимых кварков (RIQM) [108]. Показаны также значения отношений \mathcal{R} , вычисленные на основе гипотезы факторизации с использованием известных ширин распадов B^0 - и B^+ -мезонов, и величины доли поперечной поляризации, измеренные для распада $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{*+}$ [109, 110]. Неопределённости теоретических предсказаний приведены только если они в явном виде имелись в соответствующих работах. Для результатов ATLAS и LHCb, а также [109, 110] статистическая и систематическая погрешности сложены в квадратурах.

$\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$	$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$	$\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+}$	$\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$	Ссылка
3.8 ± 1.2	10.4 ± 3.5	$2.8_{-0.9}^{+1.2}$	0.38 ± 0.24	ATLAS
2.90 ± 0.62	–	2.37 ± 0.57	0.52 ± 0.20	LHCb [74]
2.6	4.5	1.7	–	рел. пот. модель КХД [104]
1.3	5.2	3.9	–	правило сумм КХД [92]
2.0	5.7	2.9	–	RCQM [105]
2.2	–	–	–	BSW [106]
2.06 ± 0.86	–	3.01 ± 1.23	–	LFQM [107]
$3.45_{-0.17}^{+0.49}$	–	$2.54_{-0.21}^{+0.07}$	0.48 ± 0.04	пКХД [103]
–	–	–	0.410	RIQM [108]
2.90 ± 0.42	6.41 ± 1.89	2.21 ± 0.71	–	выражения (3.4) – (3.6) для B^0
1.58 ± 0.35	3.30 ± 0.96	2.09 ± 0.74	–	выражения (3.4) – (3.6) для B^+
–	–	–	0.49 ± 0.14	измерение распадов B^0 [109]
–	–	–	0.481 ± 0.057	измерение распадов B^0 [110]

Измерение доли поперечной поляризации $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$ хорошо согласуется с предсказаниями релятивистской модели независимых кварков [108] и пертурбативной КХД [103]. Они также находятся в согласии с измерениями аналогичной величины для распада $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{*+}$ [109, 110].

Глава 4

Поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

В данной главе описывается анализ по поиску редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в эксперименте ATLAS, проведённый с использованием набора данных pp -соударений при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, набранных в 2011 г. и соответствующих интегральной светимости 4.9 фб^{-1} [14]. При необходимости даются отсылки к более раннему анализу ATLAS по меньшей статистике 2.4 фб^{-1} [53]. В разделе 4.1 приводится теоретическая мотивация исследования этих распадов и текущий статус экспериментов. В разделе 4.2 даётся общая схема проведённого анализа. Оценка вклада источников резонансного фона от распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ более подробно описана в разделе 4.3. Наконец, в разделе 4.4 приводятся результаты анализа.

4.1 Введение

Редкие распады нейтральных B -мезонов на пару мюонов происходят посредством нейтральных токов, меняющих аромат, которые запрещены в Стандартной Модели на древесном уровне и описываются только петлевыми фейнмановскими диаграммами низшего порядка. Примерами таких диаграмм являются диаграммы типа «бнокс» и «пингвин», приведённые на рис. 4.1. Кроме того, эти распады подавлены по спиральности, т. к. представляют собой слабый распад псевдоскалярного мезона на пару противоположно заряженных лептонов, один из которых должен иметь запрещённое значение спиральности.

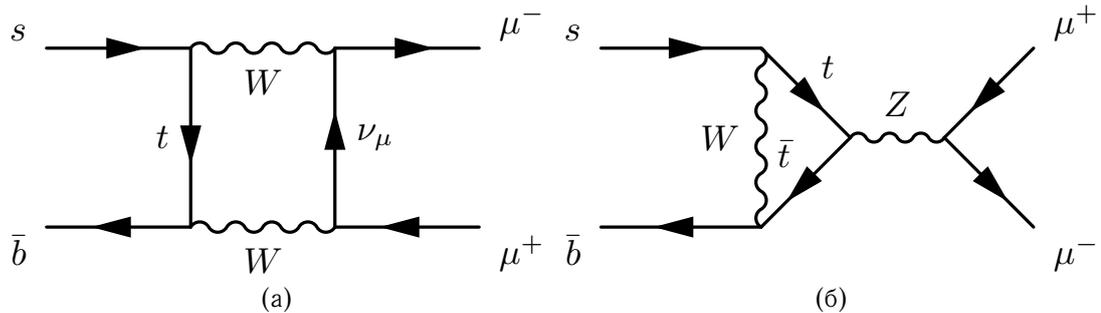


Рисунок 4.1: Диаграммы распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, разрешённые в СМ: (а) «бнокс» и (б) «пингвин».

Относительная парциальная ширина распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ может быть выражена с помощью эффективного гамильтониана, использующего операторное разложение, которое позволяет разделить вклады эффектов больших и малых расстояний в амплитуду распада [125]. Первые соответствуют непертурбативным адронным матричным элементам, тогда как вторые описываются коэффициентами Вильсона C_k , вычисляемыми в рамках пертурбативного подхода (см. подробнее [126]). Эффективный гамильтониан перехода $b \rightarrow sl^+ \ell^-$ даётся выражением

$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \frac{e^2}{16\pi^2} \sum_i (C_i O_i + C'_i O'_i) + \text{h.c.}, \quad (4.1)$$

где G_F — константа Ферми, V_{tb} и V_{ts} — элементы матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и C_i — коэффициенты Вильсона. 4-фермионные операторы O_i , отвечающие процессу $b \rightarrow sl^+ \ell^-$ имеют вид

$$O_{10} = (\bar{s} \gamma_\mu P_L b) (\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell), \quad (4.2)$$

$$O_S = m_b (\bar{s} P_R b) (\bar{\ell} \ell), \quad (4.3)$$

$$O_P = m_b (\bar{s} P_R b) (\bar{\ell} \gamma_5 \ell), \quad (4.4)$$

где $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$. Соответствующие операторы O'_i получаются из O_i заменой P_L на P_R .

Величина $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ может быть модельно независимым образом записана в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= \frac{4G_F^2 \alpha^2}{64\pi^2} f_{B_s}^2 m_{B_s}^3 \tau_{B_s} |V_{tb} V_{ts}^*| \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{B_s}^2}} \times \\ &\times \left\{ \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{B_s}^2}\right) |C_S - C'_S|^2 + |(C_P - C'_P) + 2\frac{m_\mu}{m_{B_s}}(C_{10} - C'_{10})|^2 \right\}, \quad (4.5) \end{aligned}$$

где f_{B_s} — константа распада B_s^0 -мезона, m_{B_s} и τ_{B_s} — его масса и время жизни.

Вклад скалярных (C_S, C'_S) и псевдоскалярных (C_P, C'_P) операторов входит в это выражение без подавления. Поскольку соответствующие коэффициенты Вильсона практически ничем не ограничены, имеется возможность потенциальных вкладов различных моделей новой физики. В СМ, однако, вклады электрослабых пингвинных диаграмм, отвечающих коэффициентам C_{10} и C'_{10} , подавлены фактором спиральности $(m_\mu/m_{B_s^0})^2 \approx 4 \times 10^{-4}$. Только коэффициент C_{10} имеет ненулевое значение, определяемое главным образом пингвинной диаграммой с Z -бозоном (75 %) и диаграммой типа «бюкс» (24 %) [127]. Эти две доминирующие фейнмановские диаграммы и показаны на рис. 4.1. Чувствительность этого распада к вкладам скалярных и псевдоскалярных операторов даёт возможность проверок моделей новой физики с расширенным (псевдо-)скалярным сектором.

Численные предсказания СМ для относительной парциальной ширины этих распадов составляют $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.66 \pm 0.23) \cdot 10^{-9}$ и $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (1.06 \pm 0.09) \cdot 10^{-10}$ [128]. Рождаясь в состоянии с определённым ароматом (B_s^0 или \bar{B}_s^0), B_s^0 -мезоны претерпевают

осцилляции, и их квантовая суперпозиция описывается в терминах массовых собственных состояний: CP-нечётного B_H и CP-чётного B_L . Распад первого в пару мюонов разрешён в SM законом сохранения CP-чётности, тогда как второе может распасться только с его нарушением. В связи с конечной разностью ширин распада этих двух состояний, сравнение величины $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, измеряемой в эксперименте, следует проводить с интегрированным по времени теоретическим значением [129]. Этот эффект уже учтён в приведённом значении. Погрешности определяются главным образом неточностями расчётов на решётках констант распада f_{B_s} и f_{B^0} [130–132].

Одной из теорий, предсказывающей существенные отклонения от предсказаний SM, является Минимальное Суперсимметричное расширение Стандартной Модели (Minimal Supersymmetric extension of the SM, MSSM) [133]. Помимо калибровочных и фермионных полей SM, она включает скалярных партнёров для фермионов (сфермионы) и партнёров со спином 1/2 для калибровочных полей. Хиггсовский сектор включает два комплексных дублета и соответствующих им партнёров со спином 1/2 (хиггсино). Одной из реализаций MSSM является модель CMSSM (Constrained Minimal Supersymmetric Standard Model) [134–136], известная также как mSUGRA. Она может быть описана в терминах трёх свободных высокоэнергетических параметров: универсальной массы суперпартнёров калибровочных полей $m_{1/2}$, сфермионов m_0 , универсального трилинейного параметра A_0 , и низкоэнергетического параметра $\tan \beta$, который представляет собой отношение вакуумных средних двух хиггсовских полей. В связи с малым количеством параметров CMSSM обладает высокой предсказательной силой, и пространство её параметров может быть существенно ограничено измерениями редких распадов. Распад $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ позволяет установить ограничения на эту модель в область высоких значений $\tan \beta$. На рис. 4.2 показаны предсказания для $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ в зависимости от величина параметра $m_{1/2}$ для различных значений $\tan \beta$ и A_0 .

Не останавливаясь на прочих моделях подробнее, отметим, что отклонения свойств распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ предсказываются в рамках других суперсимметричных моделей с расширенным хиггсовским сектором (см., напр., [138]), моделей с минимальным нарушением ароматов [139], расширения SM с четырьмя поколениями фермионов (SM4) [140], модели Рэндалл–Сандрума с дополнительными измерениями [141] и др.

Поиски распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ велись в экспериментах L3 [142] на коллайдере LEP, в CDF [143–146] и D0 [147–150] на Тэватроне, затем в LHCb [151–153] и CMS [154, 155] на БАК. В указанных работах были установлены верхние ограничения на величину $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. Впервые свидетельство этого распада со статистической достоверностью, превышающей три стандартных отклонения, было опубликовано экспериментом LHCb [156]. Чуть позднее о превышении числа отобранных событий над фоновой гипотезой сообщила коллаборация CDF [157].

На тот момент актуальной задачей оставалось подтверждение этих результатов в эксперименте ATLAS. Первый анализ по поиску распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ был выполнен с использованием данных, соответствующих половине статистики, набранной в 2011 г. и интегральной

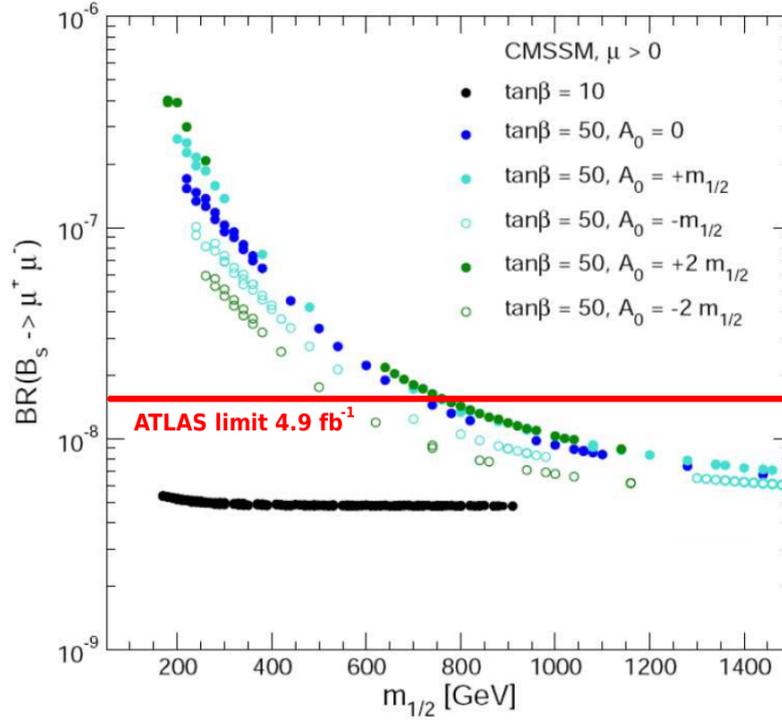


Рисунок 4.2: Предсказываемые в рамках модели CMSSM значения $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ в зависимости от величина параметра $m_{1/2}$ для различных значений $\tan \beta$ и A_0 (рисунок из [137]). Красной линией показан верхний предел на $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, установленный в эксперименте ATLAS [14].

светимости 2.4 fb^{-1} [53]. Позднее анализ был расширен на полную статистику данных pp соударений при энергии 7 ТэВ (4.9 fb^{-1}) [14]. Этот анализ представлен в данной главе. Для результатов ATLAS по данным 2.4 fb^{-1} [53] и CMS [155] и LHCb [153] по полному набору данных при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (5 fb^{-1} и 1 fb^{-1} для двух экспериментов соответственно) была также получена статистическая комбинация [158], дающая более сильное верхнее ограничение на $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$.

Позднее были опубликованы результаты экспериментов LHCb [159] и CMS [160] по измерению величины $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ с использованием полного набора данных сеанса Run 1 (интегральная светимость 3 fb^{-1} для LHCb и 25 fb^{-1} для CMS). Была произведена статистическая комбинация этих двух результатов [161], которая позволила сообщить о первом наблюдении распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ совместно двумя экспериментами со статистической значимостью, превышающей 6 стандартных отклонений. Измеренное значение $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.8_{-0.6}^{+0.7}) \cdot 10^{-9}$ является наиболее точным на текущий момент и согласуется с предсказаниями СМ. Также была измерена величина $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.9_{-1.4}^{+1.6}) \cdot 10^{-10}$. Последнее значение превышает предсказываемое СМ со статистической значимостью 2.2 стандартных отклонения.

Анализ полного набора данных Run 1 в эксперименте ATLAS ведётся в настоящее время.

На рис. 4.3 [162] показаны области в пространстве величин $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) - \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, предсказываемые в рамках ряда моделей новой физики, таких как гипотеза минимального нарушения ароматов (Minimal Flavour Violation, MFV) [139], модель Рэндалл–

Сандрума (RSc) [141], расширение СМ с четырьмя поколениями фермионов (SM4) [140] и минимальные суперсимметричные модели (MSSM) Агаше–Кароне (AC) [163], Веласко–Севиллы–Вивза (RVV2) [164], Антуша–Кинга–Малинского (AKM) [165] и модели с исключительно левыми токами (LL) [166] (см. подробнее анализ [167]). Показаны также области, исключённые описанными экспериментальными измерениями.

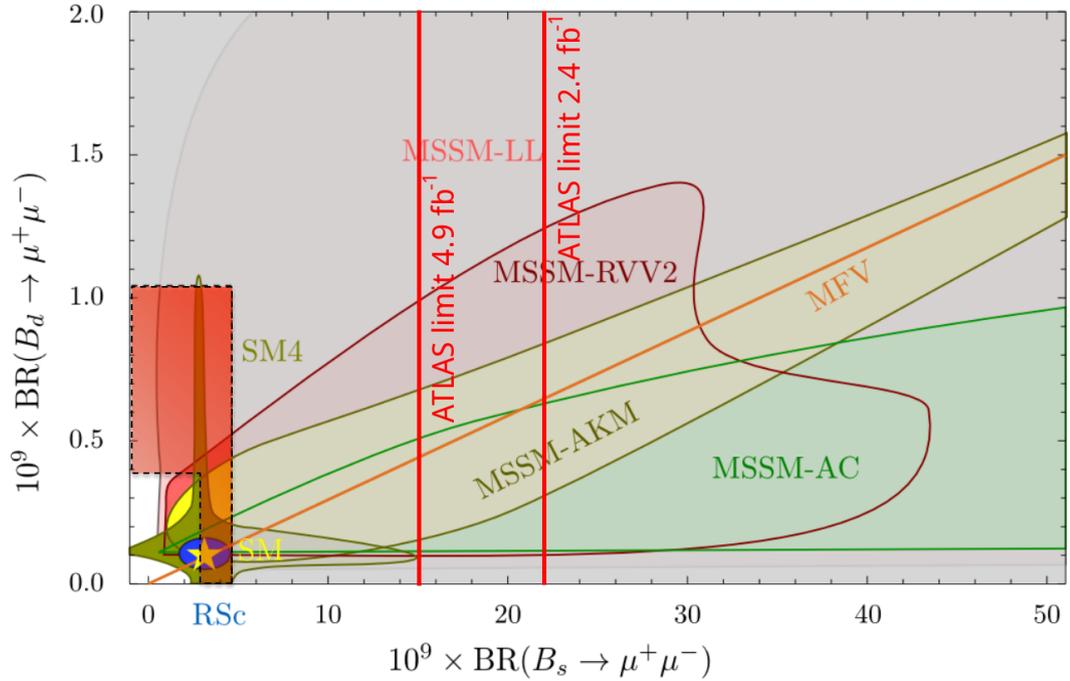


Рисунок 4.3: Области в плоскости $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) - \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, предсказываемые в рамках СМ и ряда её расширений (см. текст) [162]. Серым цветом показана область, исключённая данными экспериментов ATLAS, CMS, LHCb и CDF по состоянию на май 2012 г. Красная (сильнее затемнённая) часть показывает область, исключённую наиболее точным на текущий момент измерением [161]. Вертикальными красными линиями показаны пределы, установленные в эксперименте ATLAS при анализе данных, соответствующих светимости 2.4 fb^{-1} [53] и 4.9 fb^{-1} [14] при энергии 7 ТэВ.

4.2 Общая характеристика анализа

4.2.1 Схема анализа

Величина относительной парциальной ширины сигнального распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ определяется по отношению к относительной парциальной ширине распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, где J/ψ -мезон распадается в пару мюонов. Такой метод использования нормировочного канала позволяет избежать больших погрешностей, связанных с измерением светимости, сечения рождения B -мезонов и эффективностей реконструкции и отбора. Величина $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ в этом случае даётся выражением

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)K^+) \cdot \frac{f_u}{f_s} \cdot \frac{N_{\mu^+ \mu^-}}{N_{J/\psi K^+}} \cdot \frac{A_{J/\psi K^+} + \epsilon_{J/\psi K^+}}{A_{\mu^+ \mu^-} + \epsilon_{\mu^+ \mu^-}} \quad (4.6)$$

где N — количества наблюдаемых событий в каждом из каналов, f_u/f_s — отношение вероятностей адронизации b -кварка в B^+ - и B_s^0 -мезоны, а ϵ и A — полные эффективность и акцептанс для двух каналов распада соответственно.

Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести величину чувствительности к одному событию (Single-Event Sensitivity, SES), определяемую как величина $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, которая соответствовала бы одному сигнальному событию, наблюдаемому в данных:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = N_{\mu^+\mu^-} \cdot \text{SES}. \quad (4.7)$$

Нормировочный канал $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$ обладает отличной от сигнального топологией конечного состояния, но для его онлайн-отбора используются те же триггеры, отличающийся только диапазоном масс отбираемых пар мюонов. Отбор кандидатов в этом канале в ходе анализа максимально приближен к отбору сигнального канала. Благодаря этому соответствующие погрешности эффективностей компенсируют друг друга в выражении 4.6.

Поскольку предсказываемая СМ величина относительной парциальной ширины распада $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ более, чем в 30 раз меньше таковой у $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, чувствительность к первому распаду в анализе существенно ниже, и ограничение на величину $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ставилось в предположении пренебрежимой малости величины $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$.

В ходе оптимизации критериев отбора событий применялась техника т. н. «слепого анализа». Данные, соответствующие сигнальным кандидатам в области инвариантных масс пары мюонов в диапазоне ± 300 МэВ вокруг массы B_s^0 -мезона, были исключены из анализа, и использовались только после окончательного утверждения всей его процедуры. Для оптимизации отбора использовались данные моделирования Монте-Карло для сигнального распада и фоновые события, взятые из экспериментальных данных, соответствующих массам мюонной пары за пределами указанного диапазона (боковые области массового спектра). Такой подход позволял избежать возможной предвзятости при отборе событий. Кроме того, набор данных из боковых областей массового спектра был дополнительно разделён на два набора одинакового размера, первый из которых применялся для оптимизации критериев отбора сигнальных событий, основанного на использовании метода многомерного анализа, описанного ниже, а второй — для оценки ожидаемого вклада фоновых событий. Это ограничивало статистику событий на обоих этапах, но позволило избежать искажений, вызываемых использованием одного и того же набора для оптимизации и оценки фона.

4.2.2 Набор данных и моделирование Монте-Карло

Анализ использует набор данных, набранный детектором ATLAS в 2011 г. при энергии pp -соударений $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Отбирались только события, записанные во время стабильных протонных пучков БАК, при этом внутренний детектор и мюонный спектрометр должны были быть в полностью рабочем состоянии.

В онлайн-отборе событий для анализа использовался димьюонный триггер, требовавший наличие пары противоположно заряженных мюонов с поперечными импульсами более 4 ГэВ, треки которых фитировались к общей вторичной вершине. Для отбора канала $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ использовались триггерные цепочки EF_2mu4_Vmumu и EF_2mu4T_Vmumu, а для нормировочного канала — EF_2mu4_Jpsimumu и EF_2mu4T_Jpsimumu, которые отличаются от первых только диапазоном масс отбираемых пар мюонов (подробности номенклатуры см. в разделе 2.3). Триггеры с 2mu4 в названии использовались в первой половине набора данных 2011 г. (март – август), с 2mu4T — в последующий период (сентябрь – октябрь). Это было связано с изменениями критериев идентификации мягких мюонов в триггере L1: в цепочках с 2mu4T применяются более жёсткие требования к совпадениям в камерах TGC. Данное изменение не оказало заметного влияния на эффективность отбора сигнальных событий. Эффективность триггерного отбора по отношению к событиям, проходящим отбор в анализе, составляет 52% в канале $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и 56% в канале $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$.

Моделирование Монте-Карло использовалось в анализе для целого ряда задач, описываемых ниже. Были подготовлены модельные наборы для следующих процессов:

- сигнальный распад $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (200 тыс. событий);
- нормировочный распад $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$ (5 млн событий);
- распад $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\pi^+$ (1 млн событий);
- распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ (1 млн событий);
- распады $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$, где h, h' — заряженные пион или каон, а B — B^0 - или B_s^0 -мезоны (1 млн событий);
- инклюзивный набор распадов $B \rightarrow J/\psi X$ (15 млн событий);
- инклюзивный набор событий с рождением пары кварков $b\bar{b}$, где распады двух b -адронов дают два мюона в конечном состоянии, $b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^- X$ (200 млн событий).

Моделирование событий производилось с помощью генератора RUTHIA 6.4 [32]. Для модельных событий использовалась полная симуляция отклика детектора (см. раздел 1.3; для всех наборов, кроме $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$, в объёме калориметров применялась упрощённое параметрическое моделирование взаимодействия с веществом), и стандартные алгоритмы оффлайн-реконструкции.

К модельным событиям с распадами $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$ применялся апостериорный отбор с целью воспроизведения угловых распределений разлёта мюонов, определяемых продольной поляризацией J/ψ -мезона, которая не моделируется в RUTHIA.

К наборам Монте-Карло для сигнального и нормировочного распадов применяется перевзвешивание, необходимое для достижения согласия спектров поперечного импульса p_T^B и псевдобыстроты η^B B -мезонов между моделированием и экспериментальными данными.

Эта процедура была разработана в рамках предыдущего анализа [53]. Веса извлекались из сравнения этих спектров в модельных и в экспериментальных данных после вычитания фона с использованием канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, обладающего достаточной статистикой. При этом использовалась только половина набора экспериментальных данных, тогда как вторая половина использовалась для измерения числа событий в этом канале (раздел 4.2.4), чтобы избежать корреляции между этими двумя процедурами. Полученные таким образом веса применялись к модельным событиям как в нормировочном канале, так и в сигнальном. В последнем случае их корректность была проверена также с использованием канала распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, для которого также была проведена процедура, аналогичная извлечению весов по каналу $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$.

4.2.3 Реконструкция и отбор кандидатов

Кандидаты распадов в канале $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ реконструировались путём фитирования пар противоположно заряженных мюонных треков в общую вершину. Кандидаты в нормировочном канале строились как комбинации пары мюонов и ещё одного трека во внутреннем детекторе, также фитируемых в общую вершину; пары мюонов в этом случае отбирались в массовом окне около массы J/ψ -мезона, $2915 \text{ МэВ} < m(\mu^+ \mu^-) < 3175 \text{ МэВ}$. В анализе использовались только комбинированные мюоны.

К восстановленным кандидатам в обоих каналах распада применялись следующие критерии предварительного отбора (они идентичны для двух каналов, если не указано иное):

- один отсчёт в пиксельном детекторе, 6 в SCT, 9 в TRT для всех треков;
- $|\eta| < 2.5$, $p_T > 4$ (2.5) ГэВ для треков мюонов (каона);
- $\chi^2 < 2.0$ (6.0) для фитирования вершины в канале $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($B^+ \rightarrow J/\psi K^+$);
- $|\eta^B| < 2.5$, $p_T^B > 8$ ГэВ.

Этот отбор проходит около $3.9 \cdot 10^5$ кандидатов $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $2.5 \cdot 10^5$ кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$.

Источники фона для исследуемого сигнального распада можно разделить на две группы: комбинаторный фон и эксклюзивные фоновые процессы. Комбинаторный фон 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 нейтральных B -мезонов на два лёгких заряженных адрона $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$, где h, h' — заряженные пион или каон. Эти адроны могут быть ошибочно идентифицированы детектором как мюоны. В этом случае такое событие оказывается неотличимым от сигналь-

ного распада, поэтому их вклад является существенно неустранимым и оценивается путём моделирования Монте-Карло. Процедура подробно описана в разделе 4.3.

Отбор сигнальных событий основан на применении многомерного анализа, а именно одной из его реализаций — обучаемых деревьев решений (Boosted Decision Trees, BDT) [168]. Использование многомерного классификатора BDT для разделения двух классов событий — сигнальных и фоновых — включает этап тренировки, на котором используются два набора событий, для которых известно, к какому классу они относятся. Должны быть определены т. н. дискриминирующие переменные — характеристики событий, различающиеся для двух классов. На этапе тренировки строятся деревья решений, в которых каждое ветвление отвечает условию на величину одной из дискриминирующих переменных, а конечные листья — весам, определяющим вероятность отнесения события к тому или иному классу. Затем, на этапе применения классификатора к данным, принадлежность которых к одному из классов неизвестна, веса, получаемые из деревьев решений, позволяют сформировать одну переменную q , называемую выходом классификатора. Она строится таким образом, что её распределения для классов сигнальных и фоновых событий перекрываются минимально. Применяя затем отбор по величине этой переменной для подавления фоновых событий, можно достичь лучшего отношения сигнала к фону, чем устанавливая пороговые значения на отдельные дискриминирующие переменные.

В данном анализе в качестве дискриминирующих используются 13 переменных — параметров реконструированного B -кандидата, характеризующих кинематику мюонов, параметры вторичной вершины распада и треков, лежащих вблизи траектории B -мезона. Наиболее значимыми из них являются поперечная длина распада L_{xy} — проекция вектора, соединяющего первичную вершину¹ и вершину распада $\Delta\vec{x}$, на направление вектора импульса B -мезона \vec{p}^B в поперечной плоскости; $|\alpha_{2D}|$ — модуль угла между двумя указанными векторами в поперечной плоскости; изолированность реконструированного B -кандидата $I_{0.7}$, определяемая как отношение его поперечного импульса к сумме его же с поперечными импульсами всех треков, находящихся в конусе $\Delta R < 0.7$ вокруг него. Полный список дискриминирующих переменных приведён в таблице 4.1.

Все эти переменные могут быть очевидным образом определены для реконструированных кандидатов как в канале $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, так и в $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Это позволяет применять отбор с помощью многомерного классификатора к обоим каналам.

Переменная изолированности $I_{0.7}$ оказывается в большой мере чувствительной к эффекту наложения pp -взаимодействий, если включать в суммирование все треки, найденные в событии. В связи с этим при её вычислении отбираются только треки, совместимые с происхождением от той же первичной вершины, что и реконструированный B -мезон. На рис. 4.4 показана зависимость эффективности отбора по этой переменной от величины среднего числа наложенных взаимодействий в данных и модели Монте-Карло для случаев, когда она

¹В качестве первичной вершины, соответствующей кандидату распада B -мезона, выбирается ближайшая к вершине его распада в направлении оси z .

Таблица 4.1: Список дискриминирующих переменных, используемых в многомерном классификаторе BDT. В последней колонке указан порядковый номер переменной в порядке убывания её значимости в классификаторе.

Переменная	Описание	Значимость
L_{xy}	Скалярное произведение в поперечной плоскости $(\Delta\vec{x} \cdot \vec{p}^B)/ \vec{p}_T^B $	1
Изоляция $I_{0.7}$	Отношение $ \vec{p}_T^B $ к сумме $ \vec{p}_T^B $ и p_T всех треков с $p_T > 0.5$ ГэВ в конусе $\Delta R < 0.7$ вокруг направления B -мезона, исключая его продукты распада	2
$ \alpha_{2D} $	Модуль угла в поперечной плоскости между $\Delta\vec{x}$ и \vec{p}^B	3
p_L^{\min}	Минимальный импульс из двух мюонов вдоль направления B -мезона	4
p_T^B	Поперечный импульс B -мезона	5
Значимость ct	Собственное время жизни $ct = L_{xy} \times m_B/p_T^B$ отнесённое к его ошибке	6
χ_z^2, χ_{xy}^2	Значимость разделения между первичной и вторичной вершинами $\Delta\vec{x}^T \cdot (\sigma_{\Delta\vec{x}}^2)^{-1} \cdot \Delta\vec{x}$, вдоль оси z и в плоскости (x,y) соответственно	7, 13
$ D_{xy} ^{\min}, D_z ^{\min}$	Модуль минимального расстояния в плоскости (x,y) и вдоль оси z от ближайшего в событии трека до вершины B -мезона	8, 11
ΔR	Угол $\sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ между $\Delta\vec{x}$ и \vec{p}^B	9
$ d_0 ^{\max}, d_0 ^{\min}$	Модуль минимального и максимального прицельного параметров продуктов распада B -мезона по отношению к первичной вершине в поперечной плоскости	10, 12

определена указанным образом, либо с использованием всех треков события. Видно, что применяемое модифицированное определение этой переменной практически устраняет зависимость от наложения взаимодействий.

Для тренировки многомерного 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 $b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$. Условием эффективности такой процедуры является хорошее описание сигнала моделированием Монте-Карло, а также совпадение характеристик моделируемых фоновых процессов характеристикам фоновых событий в данных.

Качество моделирования сигнала (после проведения перевзвешивания модельных событий, описанного в разделе 4.2.2) оценивалось путём сравнения распределений входных переменных BDT для кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ в модельных событиях и в данных после вычитания фона. На рис. 4.5 приведено сравнение поведения переменных $I_{0.7}$, L_{xy} , $|\alpha_{2D}|$ и p_L^{\min} . Наиболее существенные расхождения наблюдаются в распределениях величин $I_{0.7}$ и L_{xy} . Если произвести перевзвешивание модельных данных, устраняющее расхождение в распределении L_{xy} , согласие в поведении всех остальных переменных также улучшается (сравнения распределений $|\alpha_{2D}|$ и p_L^{\min} показано после проведения указанного перевзвешивания); это свидетельствует о том, что данное расхождение не вызвано примесью фоновых

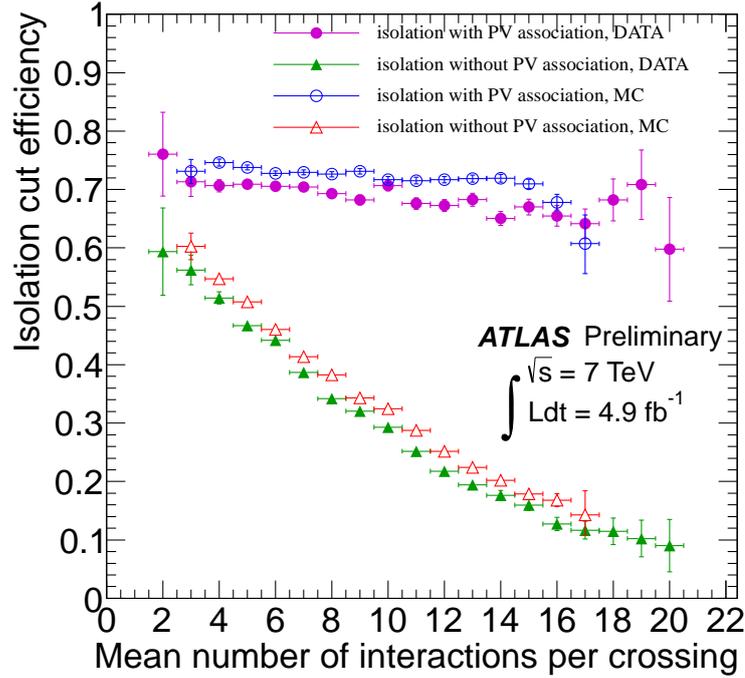


Рисунок 4.4: Эффективность критерия отбора $I_{0.7} > 0.83$ как функция среднего числа наложенных взаимодействий для канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ в данных (заполненные маркеры) и моделировании Монте-Карло (пустые маркеры). Треугольные маркеры соответствуют использованию всех треков в определении изолированности, круглые — использованию треков, совместимых с происхождением от той же первичной вершины, что и B^+ -мезон.

событий в данных. Все наблюдаемые расхождения используются далее для оценки систематических неопределённостей отношения акцептансов и эффективностей.

Сравнение распределений дискриминирующих переменных в данных и моделировании проводилось также с использованием канала $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, где было обнаружено хорошее согласие между ними.

Распределения переменных $I_{0.7}$ и $|\alpha_{2D}|$ в смоделированных событиях $b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ и в боковых областях массового спектра пар мюонов приведены на рис. 4.6 (боковые области определяются как диапазоны 4766–5066 МэВ и 5666–5966 МэВ). При этом применён дополнительный критерий отбора $L_{xy} > 0.2$ мм, увеличивающий долю событий с характеристиками, похожими на сигнальные. Видно неплохое согласие, позволяющее использовать данные модельные события в качестве фоновых при тренировке классификатора.

Процедура оптимизации отбора сигнальных событий состояла в построении классификатора BDT, производящего наилучшее разделение сигнальных и фоновых событий, и в поиске оптимального критерия отбора по переменной выхода классификатора q и ширины массового окна сигнала Δm (массовое окно сигнала определяется как область шириной $2\Delta m$ с центром, равным массе B_s^0 -мезона 5366.33 МэВ).

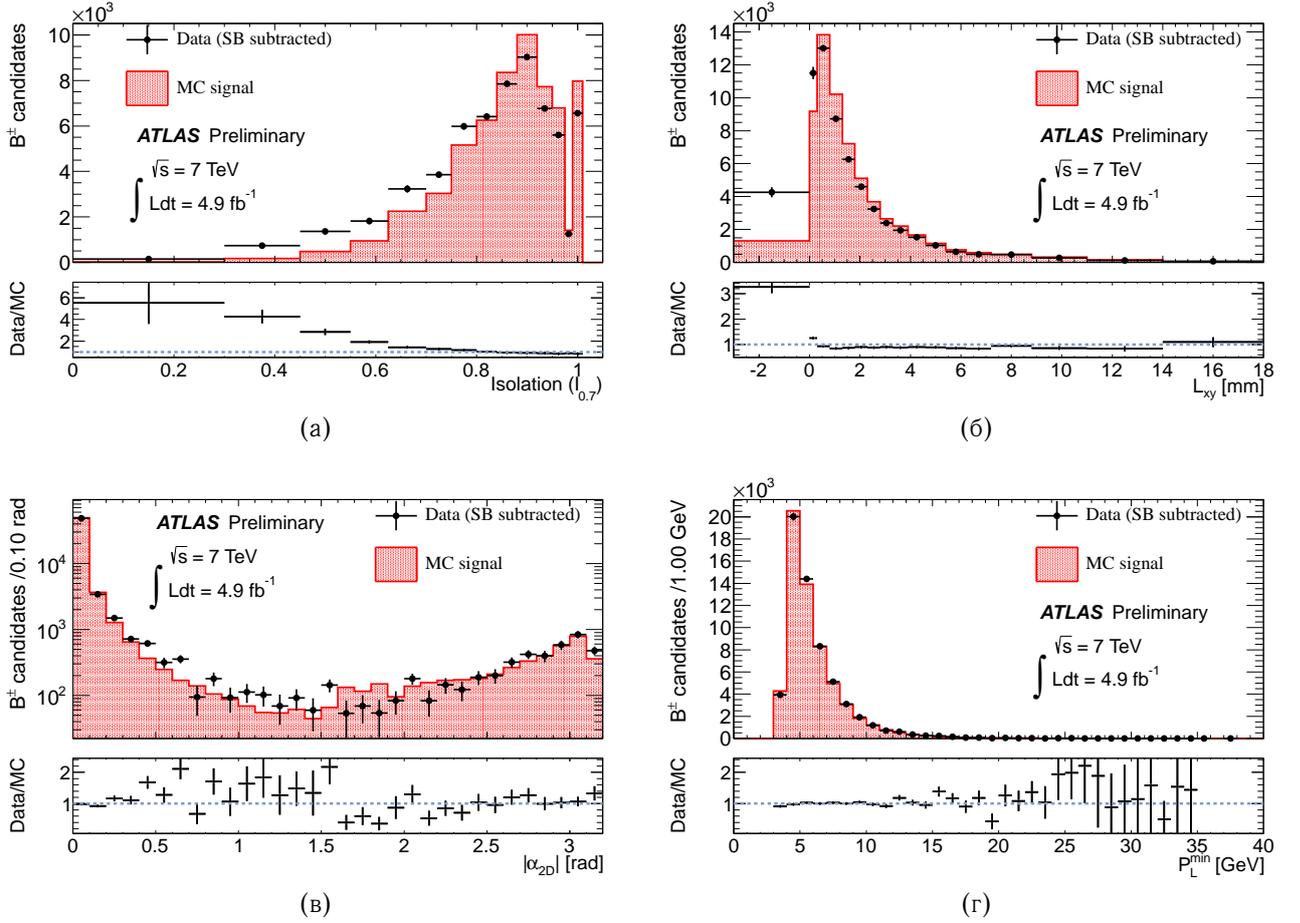


Рисунок 4.5: Сравнение распределений переменных (а) $I_{0.7}$, (б) L_{xy} , (в) $|\alpha_{2D}|$ и (г) p_L^{\min} для кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ в модельных событиях и в данных после вычитания фона. Модельные распределения в (в) и (г) скорректированы путём перевзвешивания событий, устраняющего расхождение в поведении переменной L_{xy} .

Для построенного классификатора на рис. 4.7 приведены распределения величины его выходной переменной q для сигнальных и фоновых событий из боковых областей массового спектра.

Оптимизация порогового значения q и ширины массового окна сигнала Δm производилась путём поиска максимума функционала [169]

$$\mathcal{P} = \frac{\epsilon_{\text{sig}}}{1 + \sqrt{N_{\text{bkg}}}}, \quad (4.8)$$

где ϵ_{sig} — эффективность отбора сигнальных событий, N_{bkg} — ожидаемое число фоновых событий. Последнее оценивалось с использованием половины всех событий в боковых областях массового спектра пар мюонов в данных. Вторая половина затем использовалась для оценки ожидаемого количества фоновых событий в сигнальной области. Найденный максимум равнялся $\mathcal{P} = 0.0145$, а полученные критерии отбора — $q > 0.118$, $|\Delta m| < 121$ МэВ (для сравнения, разрешение по массе для сигнала $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, полученное из моделирования, составляет 85 МэВ).

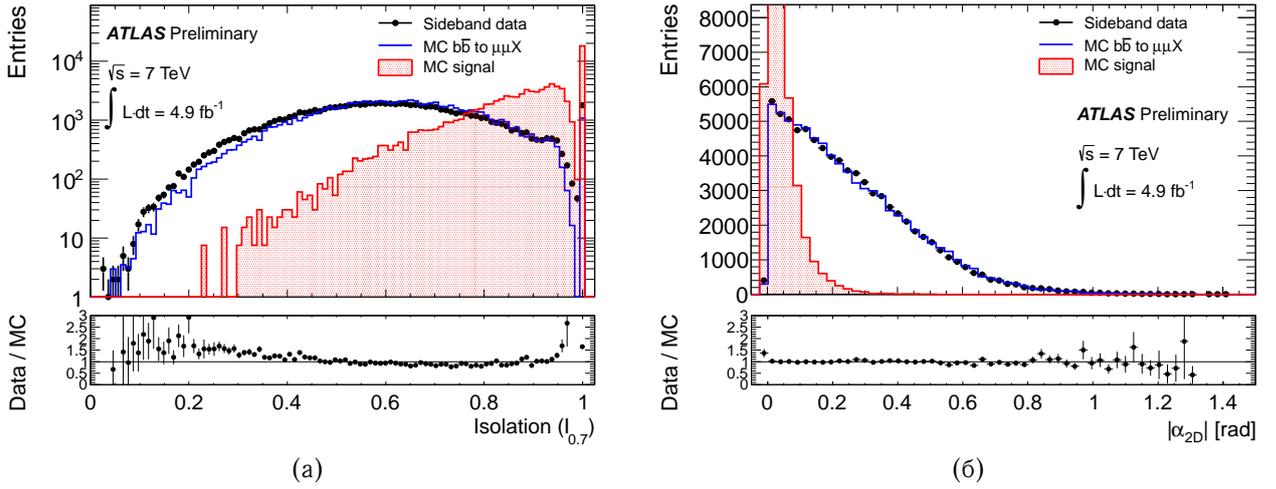


Рисунок 4.6: Сравнение распределений переменных (а) $I_{0.7}$ и (б) $|\alpha_{2D}|$ для кандидатов $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ из боковых областей массового спектра в данных и из модельных событий $b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$.

Отбор с использованием порогового значения выхода классификатора q применялся одновременно к сигнальному и нормировочному каналам распада.

4.2.4 Величина чувствительности к одному событию

Величина чувствительности к одному событию SES, определяемая выражением 4.7 имеет вид

$$SES = \mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)K^+) \cdot \frac{f_u}{f_s} \cdot \frac{1}{N_{J/\psi K^+}} \cdot \frac{A_{J/\psi K^+} \epsilon_{J/\psi K^+}}{A_{\mu^+ \mu^-} \epsilon_{\mu^+ \mu^-}}. \quad (4.9)$$

Рассмотрим входящие в это выражение величины.

Величина $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)K^+)$ берётся из [170] как произведение $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+) = (1.016 \pm 0.033) \cdot 10^{-3}$ и $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (5.93 \pm 0.06)\%$. Для отношения вероятностей адронизации f_u/f_s используется наиболее точное на момент публикации анализа измерение [171].

Отношение произведений акцептанса и эффективности для сигнального и нормировочного каналов распада $R_{A\epsilon} = \frac{A_{J/\psi K^+} \epsilon_{J/\psi K^+}}{A_{\mu^+ \mu^-} \epsilon_{\mu^+ \mu^-}}$ вычислялось из моделирования Монте-Карло. Для каждого канала произведение $A \cdot \epsilon$ вычислялось как доля модельных событий, проходящих предварительный отбор и отбор с использованием классификатора BDT по отношению ко всем событиям в фидуциальной кинематической области $p_T^B > 8$ ГэВ, $|\eta^B| < 2.5$. Значения $A \cdot \epsilon$ приведены в таблице 4.2.

Отношение $R_{A\epsilon}$ составило, таким образом, $0.267 \pm 1.8\%$ (стат.) $\pm 6.9\%$ (сист.). Систематическая погрешность связана с неопределённостями весов, применяемых к наборам Монте-Карло (раздел 4.2.2) и с остаточными расхождениями между распределениями дискриминирующих переменных. Для оценки первого эффекта использовались псевдоэксперименты, в которых веса модельных событий варьировались в пределах их неопределённостей. При

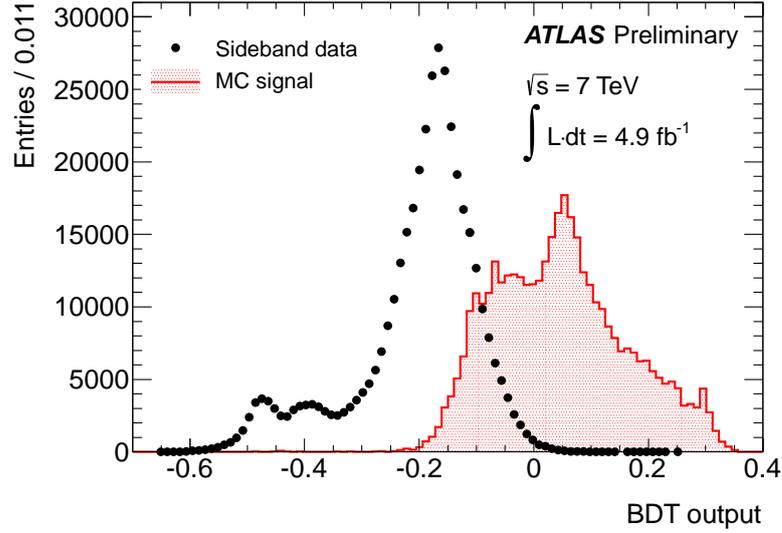


Рисунок 4.7: Распределение величины выхода классификатора BDT q для модельных наборов Монте-Карло сигнала $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (красная гистограмма) и фоновых событий из боковых областей массового спектра (чёрные точки). Распределения нормированы на число событий в боковых областях.

Таблица 4.2: Произведения $A \cdot \epsilon$ для сигнального и нормировочного распадов. Приведённые ошибки соответствуют величине используемых наборов Монте-Карло.

Канал	$A \cdot \epsilon$ [%]
$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	4.929 ± 0.084
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	1.317 ± 0.008

оценке эффектов расхождений данных и моделирования, вводились дополнительные веса, получаемые из сравнения распределений дискриминирующих переменных; получаемые отклонения значения $R_{A\epsilon}$ рассматривались как систематическая погрешность. Влияние этих эффектов на величины $A \cdot \epsilon$ для двух каналов распада сильно коррелированы и в значительной степени сокращаются в их отношении $R_{A\epsilon}$.

Для определения величины $N_{J/\psi K^+}$ производилось безбиновое фитирование кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, проходящих отбор, методом максимума расширенной функции правдоподобия в пространстве двух переменных: массы $m_{J/\psi K}$ и её априорной погрешности $\delta m_{J/\psi K}$, оцениваемой при фитировании трёхтрековой вершины кандидата. Использовалась только половина всего набора данных, не совпадающая с той, что была использована для перевзвешивания наборов Монте-Карло (раздел 4.2.2).

В модели фитирования кандидатов форма массы для сигнала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ описывается условной функцией плотности вероятности, представляющей функцию Гаусса, учитывающую априорные ошибки, $G(m_{J/\psi K} | \delta m_{J/\psi K}) \sim \exp(-(m_{J/\psi K} - m_{B^+})^2 / 2(S \cdot \delta m_{J/\psi K})^2)$. Это позволяет учесть неоднородность массового разрешения. Параметр S является свободным и должен

быть близок к единице в случае, если априорные оценки погрешностей $\delta m_{J/\psi K}$ корректны. Распределение массы для фоновых событий описывается суммой трёх функций:

- экспонента для комбинаторного фона;
- дополнительная функция ошибок для описания вклада частично реконструированных распадов $B \rightarrow J/\psi X$ в область масс меньше 5200 МэВ (примером таких событий является распад $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*0}(K^+\pi^-)$, когда в кандидате $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ используется только один из адронных треков дочерних частиц K^{*0} -мезона);
- функция «Crystal Ball» [120–122] для описания вклада распадов $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$.

Формы распределений $\delta m_{J/\psi K}$ описываются с помощью шаблонных распределений, получаемых методом ядерных оценок [123] из модельных событий. Результаты фитирования приведены на рис. 4.8. Полученное из фита значение числа событий в нормировочном канале составляет $15214 \pm 1.1\%$ (стат.) $\pm 2.4\%$ (сист.). Это число соответствует половине $N_{J/\psi K^+}$, т. к. использовалась половина полного набора данных.

Полученная в результате величина SES составляет $2.07 \cdot 10^{-9}$.

В таблице 4.3 приведены источники вкладов в систематическую погрешность этой величины. Помимо уже рассмотренных эффектов, связанных с неопределённостью относительных парциальных ширин и отношения вероятностей адронизации [170, 171], систематическими неопределённостями величин $N_{J/\psi K^+}$ и $R_{A\epsilon}$, существенные вклады вносят ещё три эффекта. Эффективности реконструкции дополнительного трека каона в канале $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, а также отношение эффективностей реконструкции двух- и трёхтрековых вершин могут неточно воспроизводиться в моделировании Монте-Карло. Соответствующие эффекты оцениваются на уровне 5% и 2% соответственно. Кроме того, в наборах Монте-Карло моделировались только распады B^+ -мезона, тогда как в данных различия между двумя зарядовыми состояниями не делалось. Эффект различия в эффективности реконструкции положительных и отрицательных каонов оценивается на уровне 1%.

Таблица 4.3: Относительные систематические погрешности величины SES.

Эффект	Погрешность [%]
$B(B^+ \rightarrow J/\psi K^+), f_u/f_s$	8.5
Эффективность реконструкции треков K^\pm	5
Эффективности реконструкции вершин	2
Зарядовая асимметрия реконструкции K^\pm	1
Сист. погрешность $N_{J/\psi K^+}$	2.4
Сист. погрешность $R_{A\epsilon}$	6.9
Итого	12.5

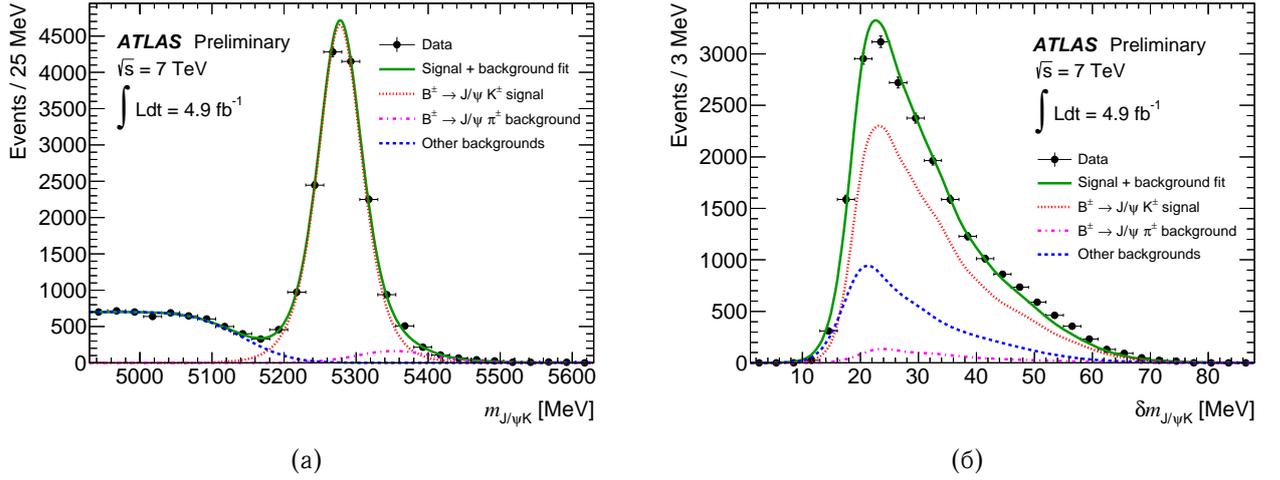


Рисунок 4.8: Распределение (а) инвариантной массы кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $m_{J/\psi K}$, и (б) её априорных погрешностей $\delta m_{J/\psi K}$ с наложенными результатами фитирования. Зелёная сплошная линия показывает полную проекцию фита; красная пунктирная линия соответствует вкладу 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.

4.3 Вклад фона распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$

Распады нейтральных B -мезонов B^0 и B_s^0 на два лёгких заряженных адрона (пиона или каона) $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ могут создавать существенный вклад в фоновые процессы по отношению к сигнальным распадам $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Это происходит в случае, если оба дочерних пиона или каона ошибочно идентифицируются как мюоны в детекторе. Такая ложная идентификация может происходить как в результате распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ в объёме детектора, когда мюон уносит большую часть импульса исходного адрона, так и в результате пролёта адрона сквозь калориметры до мюонного спектрометра. В случае, когда ложно идентифицированными оказываются оба адрона, такое событие оказывается неотличимым от сигнального распада, т. к. инвариантная масса пары таких ложных мюонов будет мало отличаться от массы $B_{(s)}^0$ мезонов. Вклад является существенно неустранимым и оценивается путём моделирования Монте-Карло.

В таблице 4.4 приведены относительные парциальные ширины всех 6 распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ [172].

Процедура учёта этого фона состоит в следующем:

1. С помощью Монте-Карло моделирования определяются т. н. коэффициенты ложных мюонов — вероятности ошибочной идентификации каона или пиона как мюона в детекторе.

Таблица 4.4: Относительные парциальные ширины распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ [172].

Распад	$\mathcal{B}, 10^{-6}$
$B_s^0 \rightarrow K^+K^-$	(24.5 ± 1.8)
$B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$	(5.10 ± 0.19)
$B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	(0.73 ± 0.14)
$B^0 \rightarrow K^+K^-$	(0.12 ± 0.06)
$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	(19.55 ± 0.54)
$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	(5.13 ± 0.24)

2. Вычисляются вклады распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ массовое окно сигнала. Это делается с использованием нормировки по отношению к каналу $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ по известным относительным парциальным ширинам этих каналов и коэффициентам ложных мюонов.

Чтобы подобная схема работала, необходимо убедиться, что эффективность отбора с использованием BDT совпадает для сигнальных распадов и для каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$.

Для измерения коэффициентов ложных мюонов применяется набор данных Монте-Карло, в котором моделируются все каналы $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ в естественном соотношении. Для этих модельных событий используется полное моделирование прохождения частиц через детектор средствами GEANT 4 [18, 19], включая прохождение частиц сквозь калориметры. Этот элемент процедуры важен, потому что стандартное для задач В-физики в ATLAS моделирование прохождения частиц через детектора подразумевает упрощённое параметрическое описание этого процесса в объёме калориметров с помощью пакета Atlfast2. В этом случае распады каонов и пионов в калориметре не моделируются вообще, и получаемые вероятности ложной идентификации мюонов были бы неверными.

К событиям из указанного набора Монте-Карло применяются те же алгоритмы реконструкции, что и при реконструкции распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, за исключением требования идентификации дочерних треков как мюонов. Применяются такие же критерии предварительного отбора, как и для сигнальных распадов (см. раздел 4.2.3). Рассматриваются только кандидаты, соответствующие истинным распадам $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$.

Коэффициенты ложных мюонов вычисляются как доли пионных или каонных треков, реконструированных во внутреннем детекторе, которые ассоциированы с восстановленными детектором мюонами. Эти коэффициенты вычисляются по отдельности для пионов и каонов различных знаков, а также для реконструкции ложных комбинированных и тагированных мюонов.

Полученные коэффициенты ложных мюонов приведены в табл. 4.5. В анализе используются только комбинированные мюоны, коэффициенты для тагированных мюонов приведены лишь для полноты.

Наблюдается существенно различие коэффициентов для положительно и отрицательно заряженных каонов в связи с различными механизмами их взаимодействия с веществом детектора. Коэффициенты для пионов разных зарядов, напротив, совпадают в пределах

Таблица 4.5: Коэффициенты ложных мюонов для идентификации комбинированных и тагированных мюонов. Коэффициенты приведены для пионов, каонов и по отдельности для их зарядовых состояний. Приводимые ошибки соответствуют статистической погрешности связанной с ограниченным объёмом набора Монте-Карло.

	Комбинированные (10^{-3})	Тагированные (10^{-3})
K	3.70 ± 0.12	1.68 ± 0.08
K^+	4.11 ± 0.18	1.95 ± 0.12
K^-	3.28 ± 0.16	1.40 ± 0.10
π	2.08 ± 0.08	0.70 ± 0.05
π^+	2.12 ± 0.12	0.77 ± 0.07
π^-	2.04 ± 0.12	0.63 ± 0.06

статистической погрешности. Далее зарядовые состояния каонов рассматриваются по отдельности, тогда как для пионов используется усреднённое значение коэффициента ложных мюонов.

Зависимость вероятности ложной идентификации мюонов от поперечного импульса и псевдобыстроты показана на рис. 4.9. Их вид согласуется с предположением о том, что значительная часть ложных мюонов возникает в результате распадов каонов и пионов. Хотя вероятность ложной идентификации и меняется в зависимости от p_T и $|\eta|$ довольно существенно, учёт этой зависимости почти не сказывается на конечном результате — оценке ожидаемого вклада событий $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$, поэтому далее используются интегральные значения из табл. 4.5.

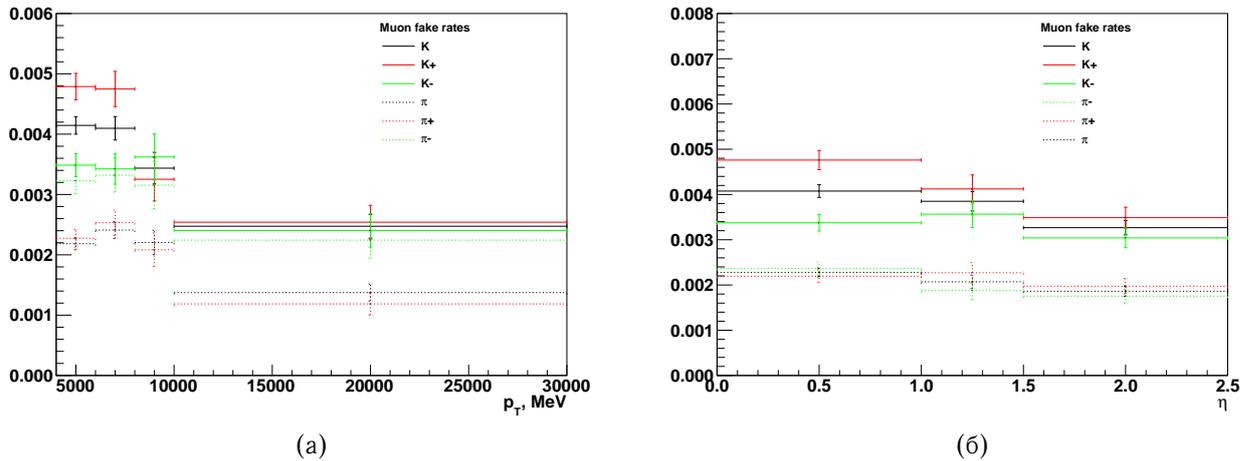


Рисунок 4.9: Зависимость коэффициента ложных мюонов от (а) p_T и (б) $|\eta|$.

Для вычисления ожидаемого вклада событий $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ используется метод относительной нормировки, аналогичный тому, что применяется для определения относительной парциальной ширины сигнального канала распада с помощью формулы 4.6. В ней сигнальный канал распада может быть заменён на один из каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$. Затем исходное

выражение 4.6 можно разделить на модифицированное указанным образом, и в результате будем иметь

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu\mu)}{\mathcal{B}(B_x^0 \rightarrow hh')} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \mu\mu)}{N(B_x^0 \rightarrow hh')} \frac{(A\epsilon)_{B_x^0} f_x}{(A\epsilon)_{B_s^0} f_s}, \quad (4.10)$$

где индекс B_x^0 может обозначать B_s^0 или B^0 , N обозначает число событий в соответствующем канале, $A\epsilon$ — полная эффективность реконструкции и акцептанс, f_x/f_s — отношение соответствующих вероятностей адронизации (равное единице для распадов $B^0 \rightarrow hh'$).

Величина $(A\epsilon)$ может быть факторизована:

$$(A\epsilon) = A \times \epsilon_{sel} \times \epsilon_{\mu-ID} \times \epsilon_{mass} \quad (4.11)$$

где A — кинематический и геометрический акцептанс, ϵ_{sel} — полная эффективность отбора без требования идентификации продуктов распада кандидата B_s^0 как мюонов, но включающая отбор с использованием классификатора BDT (т.е. весь отбор за исключением требования идентификации мюона и массового окна сигнала). Первые два множителя в (4.11) должны совпадать для сигнальных распадов $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ и сокращаться в отношении $(A\epsilon)_{B_s^0}/(A\epsilon)_{B_x^0}$. Отношение $\epsilon_{\mu-ID}$ равняется произведению коэффициентов ложных мюонов для двух продуктов распада B -мезона.

Таким образом, ожидаемое количество событий с распадами одного канала $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ равняется

$$N(B_x \rightarrow hh') = \frac{1}{SES} \times \mathcal{B}(B_x \rightarrow hh') \times \frac{f_x}{f_s} \times \frac{(\epsilon_{mass})_{B_x}}{(\epsilon_{mass})_{B_s}} \times \epsilon_{fake} \epsilon_{h'fake}, \quad (4.12)$$

где ϵ_{fake} и $\epsilon_{h'fake}$ — коэффициенты ложных мюонов для продуктов распада (табл. 4.5), а SES — чувствительность к одному событию, определённая в 4.9.

Как отмечено выше, для того, чтобы данные соображения были справедливы, необходимо проверить, что отбор BDT ведёт себя одинаково для распадов $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$. На рисунке 4.10 показаны распределения выходной переменной BDT q для наборов Монте-Карло распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ и сигнального. Они находятся в прекрасном согласии друг с другом, что позволяет сделать вывод, что классификатор не различает события этих распадов, и эффективность отбора для них совпадает. Этот эффект был ожидаем, поскольку ни одна из входных переменных для классификатора не является чувствительной к идентификации мюонов.

Эффективность применения массового окна существенно зависит от его границ, поскольку инвариантная масса всех каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ оказывается несколько смещённой влево по отношению к сигналу, особенно для распадов с каонами за счёт большого различия масс каона и мюона. На рис. 4.11 показаны распределения инвариантной массы различных каналов

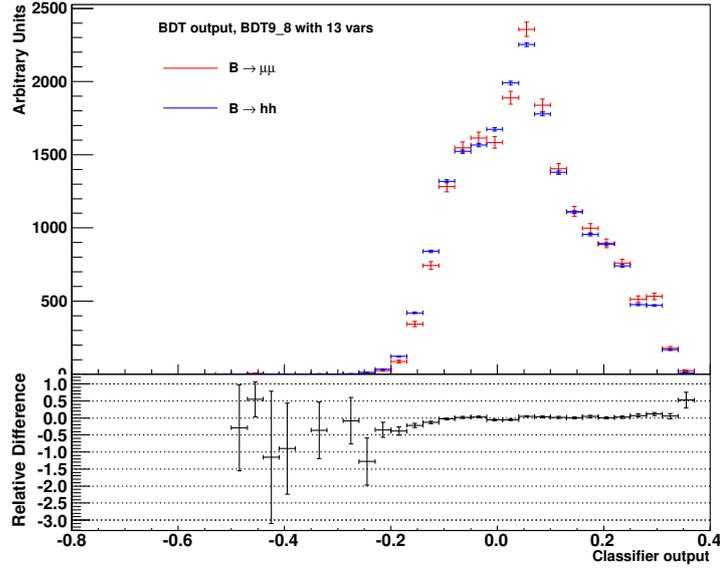


Рисунок 4.10: Распределения выходной переменной BDT q для наборов Монте-Карло сигнала $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (красные точки) и фоновых каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ (синие точки).

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

Величина $(\epsilon_{mass})_{B_x}$ для каждого из каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ вычисляется с использованием простой функциональной параметризации (сумма двух функций Гаусса) его распределения инвариантной массы. Получаемое ожидаемое число фоновых событий включается как в процедуру оптимизации ширины массового окна сигнала (см. раздел 4.2.3), так и в величину ожидаемого фона в функции правдоподобия, используемой при установке предела CL_s (раздел 4.4).

Неопределённости, возникающие при такой оценке вкладов распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ вызваны следующими эффектами:

- использование коэффициентов ложных мюонов из моделирования Монте-Карло: в анализе [173] доли ложных мюонов оценивались с точностью 20%. Это число берётся в качестве оценки систематической погрешности. Так, относительные ошибки ожидаемых величин $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ составляют 40% за счёт наличия двух ложных мюонов;
- ошибки относительных парциальных ширин $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$: они пренебрежимо малы применительно к данному анализу;
- статистические ошибки коэффициентов ложных мюонов также пренебрежимо малы.

Окончательная оценка ожидаемого числа событий $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ в сигнальном массовом окне $|\Delta m| < 121$ МэВ после применения отбора составляет 0.30 ± 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

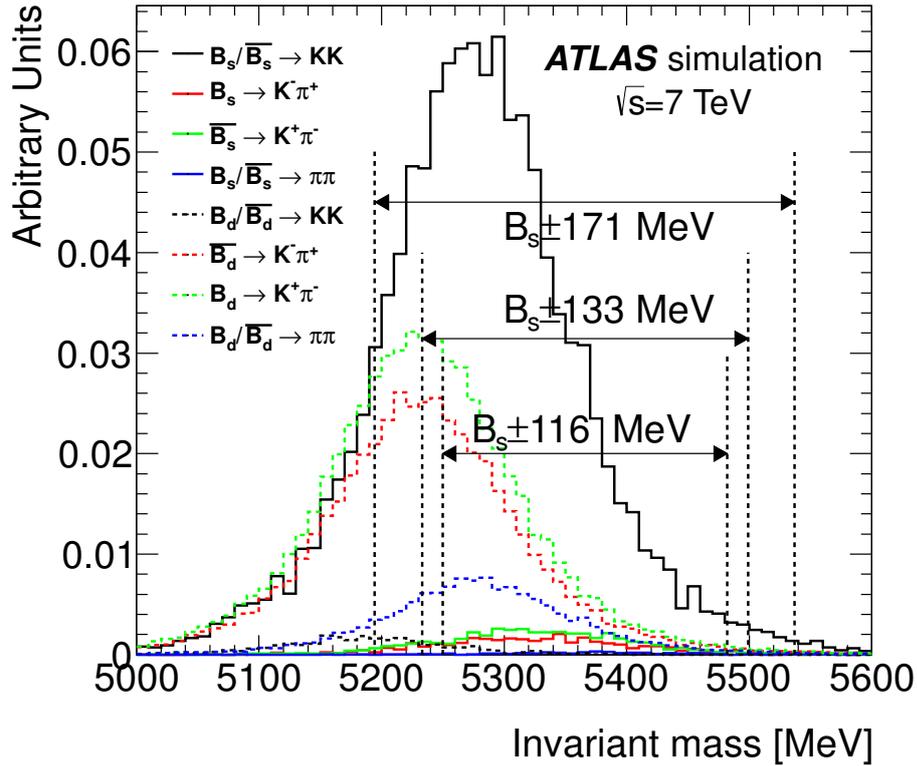


Рисунок 4.11: Распределения инвариантной массы различных каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ после ошибочной идентификации адронов, взвешенные с учётом относительных парциальных ширин каналов и коэффициентов ложных мюонов.

предсказываемому СМ значению (1.5 события). Однако эта ситуация может измениться с увеличением статистики данных при расширении анализа на полный набор данных Run 1.

4.4 Установление верхнего предела на $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ и результаты

Верхний предел на величину $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ устанавливался с использованием метода CL_s [174–176]. Строится функция правдоподобия, включающая пуассоновские члены для наблюдаемого количества событий в сигнальном массовом окне и в боковых областях, а также члены, соответствующие налагаемым гауссовским ограничениям связи для величины SES (с её погрешностью, оцениваемой, как описано в разделе 4.2.4) и отношения количества событий комбинаторного фона в боковых областях и сигнальном окне R_{bkg} (с погрешностью, оцениваемой из варьирования описания зависимости комбинаторного фона от массы). Функция правдоподобия используется для разыгрывания псевдоэкспериментов, соответствующих различным величинам $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, на основании которых затем определяется верхний предел на требуемом доверительном уровне.

Метод позволяет установить т. н. ожидаемый верхний предел, соответствующий тому, что превышения над фоновой гипотезой не наблюдается. Он может быть установлен, если взять

в качестве величины наблюдаемого числа событий в массовом окне сигнала значение ожидаемого числа фоновых событий в нём, равное сумме ожидаемых величин комбинаторного фона и вклада распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$. Это было сделано до открытия самого массового окна. Ожидаемый предел составил $(1.6_{-0.4}^{+0.7}) \cdot 10^{-8}$ ($(1.3_{-0.4}^{+0.7}) \cdot 10^{-8}$) для 95 % (90 %) доверительного уровня, где диапазоны соответствуют 68 % псевдоэкспериментов.

После открытия массовой области сигнала не было обнаружено избытка кандидатов по отношению к ожидаемому фону. На рис. 4.12 приведено распределение инвариантной массы отобранных мюонных пар. В массовом окне сигнала наблюдалось 6 событий при ожидаемой величине фона 6.75 событий.

Установленный верхний предел для относительной парциальной ширины редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ составил $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1.5 (1.2) \cdot 10^{-8}$ для 95 % (90 %) доверительного уровня. На рис. 4.13 показаны наблюдаемые и ожидаемые значения CL_s как функция $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$. Полученный верхний предел согласуется с предсказаниями СМ и не противоречит более ранним и более поздним результатам других экспериментов, перечисленным в разделе 4.1. Данное ограничение является более строгим, чем прежний результат эксперимента ATLAS, полученный с использованием половины набора данных 2011 г., соответствующей интегральной светимости 2.4 фб^{-1} , когда установленный верхний предел составил $2.2 (1.9) \cdot 10^{-8}$ для 95 % (90 %) доверительного уровня.

На рис. 4.3 красными линиями показано, как установленные в ATLAS ограничения на величину $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, взятые независимо (без статистического комбинирования с результатами других экспериментов), ограничивают спектры параметров ряда моделей новой физики.

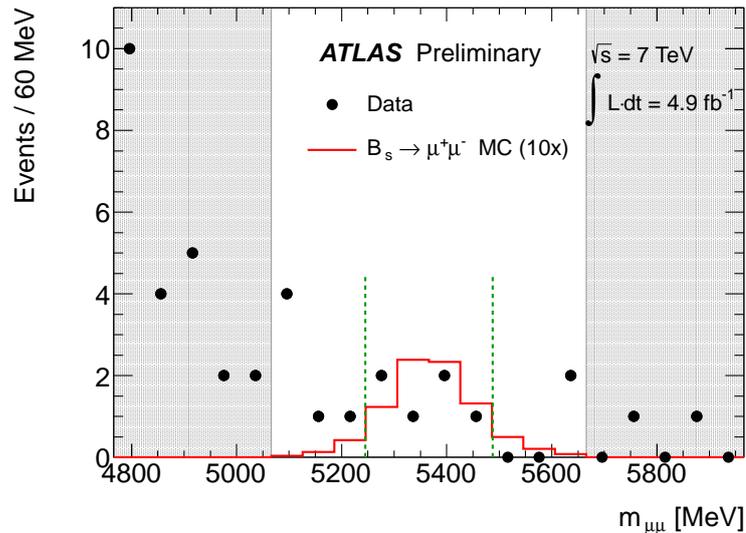


Рисунок 4.12: Распределение инвариантной массы кандидатов $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ после открытия массовой области сигнала. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий в предположении, что величина $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ в 10 раз превышает предсказания СМ.

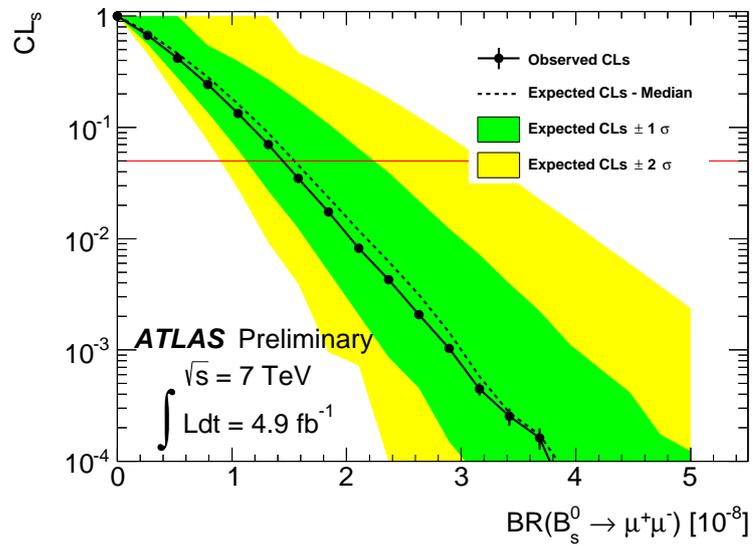


Рисунок 4.13: Наблюдаемые значения CL_s как функция $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (точки). Предел 95% CL_s обозначен горизонтальной красной линией. Зелёная и жёлтая полосы отвечают диапазонам $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ от ожидаемого CL_s , показанного штриховой линией, в предположении отсутствия сигнала.

Заключение

В данной диссертации были решены следующие задачи:

1. Для эксперимента ATLAS создан алгоритм триггерного отбора событий, содержащих распады B -мезонов $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, в триггере высокого уровня, производящий полную реконструкцию топологий отдельных распадов с использованием информации о треках частиц системы X во внутреннем детекторе ATLAS. Полная реконструкция много-частичного конечного состояния на уровне триггера высокого уровня произведена в ATLAS впервые.
2. Разработана методика реконструкции и отбора распадов B_c^+ -мезона $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, а также нормировочного распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ в данных эксперимента ATLAS. Она включает построение каскада из двух смещённых вершин с пятью частицами в конечном состоянии.
3. С использованием данных pp -соударений при энергиях 7 и 8 ТэВ, набранных в эксперименте ATLAS в течение сеанса Run 1, измерены отношения парциальных ширины 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 доля поперечной поляризации дочерних частиц в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. Имеющиеся в литературе теоретические предсказания указанных величин находятся в согласии с результатами измерения. Полученный результат согласуется с более ранним результатом эксперимента LHCb и обладает сравнимой точностью, что позволяет улучшить точность мировых средних значений после комбинации результатов.
4. При поиске редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в эксперименте ATLAS разработана методика оценки вклада фоновых событий от адронных распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ с использованием моделирования методом Монте-Карло ложной идентификации мюонов. Предложенная методика использована в этом поисковом анализе и может быть применена ряде других исследований для оценки фонов от ложных мюонов.
5. С использованием данных pp -соударений при энергии 7 ТэВ, набранных в ATLAS в 2011 г. и соответствующих интегральной светимости 4.9 фб^{-1} , установлен верхний предел на величину относительной парциальной ширины распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Полученное ограничение $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1.5 \cdot 10^{-8}$ для доверительного интервала 95 %

согласуется с предсказаниями Стандартной Модели и результатами других экспериментов.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Лидии Николаевне Смирновой за введение в мир экспериментальной физики высоких энергий и в эксперимент ATLAS, общее руководство работой и её прекрасную организацию, за постоянное стимулирование к активному представлению своих результатов, участию в конкурсах и школах. Та работа, в которую автор включился, придя в группу, руководимую Лидией Николаевной, стала важнейшей составляющей его жизни.

Автор благодарит Леонида Константиновича Гладилина, в тесном контакте и под чутким руководством которого проводилась работа по анализу распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$. От него автор научился многим фундаментальным принципам и техническим приёмам анализа данных в физике частиц, с ним была масса плодотворных обсуждений, и благодаря его всяческой поддержке этот анализ был доведён до конца.

Автор благодарит Сергея Юрьевича Сивоклокова за помощь в освоении программного обеспечения эксперимента ATLAS на начальных этапах работы, многочисленные интересные обсуждения и формирование философски-терпеливого отношения к всевозможным трудностям.

Хотелось бы выразить благодарность всем участникам коллаборации ATLAS, без огромной работы которых было бы невозможно блестящее функционирование эксперимента и выполнение ни одной из поставленных в диссертации задач. Многочисленные рабочие обсуждения текущих результатов внутри коллаборации порождали массу плодотворных идей. Автор хотел бы особенно поблагодарить Джеймса Кэтмора (James Catmore) и Марию Смижанску (Maria Smizanska), под руководством которых приобретался первый опыт работы с экспериментальными данными ATLAS; Павла Резничека (Pavel Reznicek), Джули Кирк (Julie Kirk) и Джеймса Уолдера (James Walder), в тесном контакте с которыми велась работа над триггером В-физики; Алекса Черри (Alex Cerri), Сандро Палестини (Sandro Palestini), Геннадия Борисова, Марко Ресчино (Marco Rescigno) за плодотворные обсуждения физических задач, описанных в диссертации.

Автор благодарит своих коллег по лаборатории Алексея Болдырева и Артёма Маевского за моральную поддержку и создание стимулирующей атмосферы в группе.

Наконец, следует выразить благодарность российским налогоплательщикам, которые поддерживали данную работу финансово через посредство Министерства образования и науки Российской Федерации и Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

1. *Aad G.* [et al.] Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // *Phys. Lett. B.* — 2012. — Vol. 716. — Pp. 1–29. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. — arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
2. *Chatrchyan S.* [et al.] Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // *Phys. Lett. B.* — 2012. — Vol. 716. — Pp. 30–61. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. — arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
3. *Abe F.* [et al.] Observation of the B_c meson in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *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. *Brambilla N.* [et al.] Heavy quarkonium physics. — arXiv: hep-ph/0412158 [hep-ph].
6. Процессы рождения и корреляции b -кварков при энергиях LHC / А. Болдырев [и др.] // *Ядерная физика.* — 2011. — Т. 74, № 12. — С. 1712–1720.
7. Мюонный триггер эксперимента ATLAS для pp соударений при 7 ТэВ / А. Болдырев [и др.] // *Ядерная физика и инжиниринг.* — 2013. — Т. 4, 9-10. — С. 894–902.
8. Результаты эксперимента ATLAS по поиску редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ / А. Болдырев [и др.] // *Ядерная физика и инжиниринг.* — 2013. — Т. 4, 9-10. — С. 826–831.
9. *Aad G.* [et al.] 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].
10. *Aad G.* [et al.] 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].
11. *Smirnova L., Turchikhin S.* Expected b -production at the LHC // *Новости и проблемы фундаментальной физики.* — 2011. — Т. 1, № 10. — С. 50–52.

12. Measurements and simulations of b and c -quark production at hadron colliders / A. Boldyrev [et al.] // Proceedings of the Eighteenth Annual Seminar NPC'S'2011. Vol. 18. — Minsk, Belarus, 2011. — Pp. 216–222.
13. Recent results of the search of $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ rare decay from the ATLAS experiment / A. Boldyrev [et al.] // Nonlinear dynamics and applications: Proceeding of the Nineteenth Annual Seminar NPC'S'2012. Vol. 19. — Minsk, Belarus, 2012. — Pp. 26–36.
14. *ATLAS Collaboration* Limit on $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ branching fraction based on 4.9 fb^{-1} of integrated luminosity / CERN. — Geneva, 2013. — ATLAS-CONF-2013-076. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1562934>.
15. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08001. — DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
16. *Aad G.* [et al.] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003. — DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
17. *Aad G.* [et al.] The ATLAS Simulation Infrastructure // Eur. Phys. J. C. — 2010. — Vol. 70. — Pp. 823–874. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1429-9. — arXiv: 1005.4568 [physics.ins-det].
18. *GEANT4 Collaboration, Agostinelli S.,* [et al.] GEANT4: A Simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — Pp. 250–303. — DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
19. Geant4 developments and applications / J. Allison [et al.] // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 2006. — Vol. 53. — P. 270. — DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.
20. *Aad G.* [et al.] Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC // Eur. Phys. J. C. — 2011. — Vol. 71. — P. 1630. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1630-5. — arXiv: 1101.2185 [hep-ex].
21. *Anikeev K.* [et al.] B physics at the Tevatron: Run II and beyond // Workshop on B Physics at the Tevatron: Run II and Beyond Batavia, Illinois, September 23-25, 1999. — 2001. — arXiv: hep-ph/0201071 [hep-ph]. — URL: http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?pub-01-197.
22. *Field R. D.* The Sources of b quarks at the Tevatron and their correlations // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 65. — P. 094006. — DOI: 10.1103/PhysRevD.65.094006. — arXiv: hep-ph/0201112 [hep-ph].
23. Theoretical predictions for charm and bottom production at the LHC / M. Cacciari [et al.] // JHEP. — 2012. — Vol. 10. — P. 137. — DOI: 10.1007/JHEP10(2012)137. — arXiv: 1205.6344 [hep-ph].

24. *Cacciari M., Greco M., Nason P.* The p_T spectrum in heavy flavor hadroproduction // JHEP. — 1998. — Vol. 05. — P. 007. — DOI: 10.1088/1126-6708/1998/05/007. — arXiv: hep-ph/9803400 [hep-ph].
25. *Cacciari M., Frixione S., Nason P.* The p_T spectrum in heavy flavor photoproduction // JHEP. — 2001. — Vol. 03. — P. 006. — DOI: 10.1088/1126-6708/2001/03/006. — arXiv: hep-ph/0102134 [hep-ph].
26. *Cacciari M., Nason P., Oleari C.* A Study of heavy flavored meson fragmentation functions in e^+e^- annihilation // JHEP. — 2006. — Vol. 04. — P. 006. — DOI: 10.1088/1126-6708/2006/04/006. — arXiv: hep-ph/0510032 [hep-ph].
27. *Frixione S., Webber B. R.* Matching NLO QCD computations and parton shower simulations // JHEP. — 2002. — Vol. 06. — P. 029. — DOI: 10.1088/1126-6708/2002/06/029. — arXiv: hep-ph/0204244 [hep-ph].
28. *Frixione S., Nason P., Webber B. R.* Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production // JHEP. — 2003. — Vol. 08. — P. 007. — DOI: 10.1088/1126-6708/2003/08/007. — arXiv: hep-ph/0305252 [hep-ph].
29. *Nason P.* A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms // JHEP. — 2004. — Vol. 11. — P. 040. — DOI: 10.1088/1126-6708/2004/11/040. — arXiv: hep-ph/0409146 [hep-ph].
30. *Frixione S., Nason P., Ridolfi G.* A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction // JHEP. — 2007. — Vol. 09. — P. 126. — DOI: 10.1088/1126-6708/2007/09/126. — arXiv: 0707.3088 [hep-ph].
31. HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) / G. Corcella [et al.] // JHEP. — 2001. — Vol. 01. — P. 010. — DOI: 10.1088/1126-6708/2001/01/010. — arXiv: hep-ph/0011363 [hep-ph].
32. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual // JHEP. — 2006. — Vol. 0605. — P. 026. — DOI: 10.1088/1126-6708/2006/05/026. — arXiv: hep-ph/0603175 [hep-ph].
33. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comput. Phys. Commun. — 2008. — T. 178. — C. 852. — DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036. — arXiv: 0710.3820 [hep-ph].
34. *ATLAS Collaboration* ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11 / CERN. — Geneva, 2011. — ATL-PHYS-PUB-2011-009. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1363300>.

35. *Aad G.* [et al.] Measurement of the b-hadron production cross section using decays to $D^*\mu^-X$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Nucl. Phys. B. — 2012. — Vol. 864. — Pp. 341–381. — DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2012.07.009. — arXiv: 1206.3122 [hep-ex].
36. *Aaij R.* [et al.] Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region // Phys. Lett. B. — 2011. — Vol. 694. — Pp. 209–216. — DOI: 10.1016/j.physletb.2010.10.010. — arXiv: 1009.2731 [hep-ex].
37. *Aaij R.* [et al.] Measurement of J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Eur. Phys. J. C. — 2011. — Vol. 71. — P. 1645. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1645-y. — arXiv: 1103.0423 [hep-ex].
38. *Abelev B.* [et al.] Measurement of prompt J/ψ and beauty hadron production cross sections at mid-rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JHEP. — 2012. — Vol. 11. — P. 065. — DOI: 10.1007/JHEP11(2012)065. — arXiv: 1205.5880 [hep-ex].
39. *Khachatryan V.* [et al.] Measurement of the B^+ Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 106. — P. 112001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.112001. — arXiv: 1101.0131 [hep-ex].
40. *Chatrchyan S.* [et al.] Measurement of the B^0 production cross section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 106. — P. 252001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.252001. — arXiv: 1104.2892 [hep-ex].
41. *Chatrchyan S.* [et al.] Measurement of the Strange B Meson Production Cross Section with $J/\psi \phi$ Decays in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 84. — P. 052008. — DOI: 10.1103/PhysRevD.84.052008. — arXiv: 1106.4048 [hep-ex].
42. *Aad G.* [et al.] Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. — arXiv: 0901.0512 [hep-ex].
43. *Aad G.* [et al.] Measurement of the differential cross-section of B^+ meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at ATLAS // JHEP. — 2013. — Vol. 10. — P. 042. — DOI: 10.1007/JHEP10(2013)042. — arXiv: 1307.0126 [hep-ex].
44. *Aad G.* [et al.] Measurement of $D^{*\pm}$, D^\pm and D_s^\pm meson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // submitted to Nucl. Phys. B. — 2015. — arXiv: 1512.02913 [hep-ex].
45. *Aad G.* [et al.] Measurement of the differential cross-sections of inclusive, prompt and non-prompt J/ψ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Nucl. Phys. B. — 2011. — Vol. 850. — Pp. 387–444. — DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2011.05.015. — arXiv: 1104.3038 [hep-ex].

46. Aad G. [et al.] Measurement of the production cross-section of $\psi(2S) \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)\pi^+\pi^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at ATLAS // JHEP. — 2014. — Vol. 09. — P. 079. — DOI: 10.1007/JHEP09(2014)079. — arXiv: 1407.5532 [hep-ex].
47. Aad G. [et al.] Measurement of Upsilon production in 7 TeV pp collisions at ATLAS // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 87, no. 5. — P. 052004. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.052004. — arXiv: 1211.7255 [hep-ex].
48. Aad G. [et al.] Measurement of the production cross section of prompt J/ψ mesons in association with a W^\pm boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // JHEP. — 2014. — Vol. 04. — P. 172. — DOI: 10.1007/JHEP04(2014)172. — arXiv: 1401.2831 [hep-ex].
49. Aad G. [et al.] Observation and measurements of the production of prompt and non-prompt J/ψ mesons in association with a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75, no. 5. — P. 229. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3406-9. — arXiv: 1412.6428 [hep-ex].
50. Aad G. [et al.] Measurement of the CP-violating phase ϕ_s and the B_s^0 meson decay width difference with $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays in ATLAS // submitted to JHEP. — 2016. — arXiv: 1601.03297 [hep-ex].
51. Aad G. [et al.] Flavor tagged time-dependent angular analysis of the $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ decay and extraction of $\Delta\Gamma_s$ and the weak phase ϕ_s in ATLAS // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90, no. 5. — P. 052007. — DOI: 10.1103/PhysRevD.90.052007. — arXiv: 1407.1796 [hep-ex].
52. Amhis Y. [et al.] Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of summer 2014 (and online update at <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>). — arXiv: 1412.7515 [hep-ex].
53. Aad G. [et al.] Search for the decay $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ with the ATLAS detector // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 713. — Pp. 387–407. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.06.013. — arXiv: 1204.0735 [hep-ex].
54. Aad G. [et al.] Observation of a new χ_b state in radiative transitions to $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ at ATLAS // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 152001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.152001. — arXiv: 1112.5154 [hep-ex].
55. Aad G. [et al.] Measurement of χ_{c1} and χ_{c2} production with $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions at ATLAS // JHEP. — 2014. — Vol. 07. — P. 154. — DOI: 10.1007/JHEP07(2014)154. — arXiv: 1404.7035 [hep-ex].
56. Aad G. [et al.] Observation of an Excited B_c^\pm Meson State with the ATLAS Detector // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 113. — P. 212004. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.212004. — arXiv: 1407.1032 [hep-ex].

57. Aad G. [et al.] Search for the X_b and other hidden-beauty states in the $\pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ channel at ATLAS // Phys. Lett. B. — 2015. — Vol. 740. — Pp. 199–217. — DOI: 10.1016/j.physletb.2014.11.055. — arXiv: 1410.4409 [hep-ex].
58. ATLAS Collaboration Measurement of the differential non-prompt J/ψ production fraction in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions at the ATLAS experiment / CERN. — Geneva, 2015. — ATLAS-CONF-2015-030. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2037967>.
59. ATLAS Collaboration Performance of the ATLAS Inner Detector Trigger algorithms in p-p collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV / CERN. — Geneva, 2010. — ATLAS-CONF-2010-014. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1276548>.
60. Fruhwirth R. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1987. — Vol. 262. — Pp. 444–450. — DOI: 10.1016/0168-9002(87)90887-4.
61. Analysis of $B_c \rightarrow D_s^* \ell^+ \ell^-$ in the Standard Model Beyond Third Generation / I. Ahmed [et al.]. — arXiv: 1107.5694 [hep-ph].
62. Comparative Study of $B_c \rightarrow D_s^* \ell^+ \ell^-$ Decays in Standard Model and Supersymmetric Models / A. Ahmed [et al.] //. — 2011. — arXiv: 1108.1058 [hep-ph].
63. K. A. Olive et al. (Particle Data Group) Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. — 2014. — Vol. 38. — P. 090001. — DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
64. Barate R. [et al.] Search for the B_c meson in hadronic Z decays // Phys. Lett. B. — 1997. — Vol. 402. — Pp. 213–226. — DOI: 10.1016/S0370-2693(97)00461-9.
65. Barate R. [et al.] Observation of doubly charmed B decays at LEP // Eur. Phys. J. C. — 1998. — Vol. 4. — Pp. 387–407. — DOI: 10.1007/s100520050216.
66. Abreu P. [et al.] Search for the B_c Meson // Phys. Lett. B. — 1997. — Vol. 398. — Pp. 207–222. — DOI: 10.1016/S0370-2693(97)00254-2.
67. Ackerstaff K. [et al.] Search for the B_c meson in hadronic Z^0 decays // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol. 420. — Pp. 157–168. — DOI: 10.1016/S0370-2693(97)01569-4. — arXiv: hep-ex/9801026 [hep-ex].
68. Abulencia A. [et al.] Evidence for the exclusive decay $B_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ and measurement of the mass of the B_c meson // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 96. — P. 082002. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.082002. — arXiv: hep-ex/0505076 [hep-ex].
69. Aaltonen T. [et al.] Observation of the Decay $B_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ and Measurement of the B_c^\pm Mass // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 182002. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.182002. — arXiv: 0712.1506 [hep-ex].
70. Физика B_c -мезонов / С. С. Герштейн [и др.] // Успехи физических наук. — 1995. — Т. 165, № 1. — С. 3–40. — DOI: 10.3367/UFNR.0165.199501a.0003. — URL: <http://ufn.ru/ru/articles/1995/1/a/>.

71. *Godfrey S.* Spectroscopy of B_c mesons in the relativized quark model // *Phys. Rev. D.* — 2004. — Vol. 70. — P. 054017. — DOI: 10.1103/PhysRevD.70.054017. — arXiv: hep-ph/0406228 [hep-ph].
72. *Abazov V. M.* [et al.] Observation of the B_c Meson in the Exclusive Decay $B_c \rightarrow J/\psi\pi$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 012001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.012001. — arXiv: 0802.4258 [hep-ex].
73. *Aaij R.* [et al.] Measurements of B_c^+ production and mass with the $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ decay // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109. — P. 232001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.232001. — arXiv: 1209.5634 [hep-ex].
74. *Aaij R.* [et al.] Observation of $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ and $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ decays // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. 87. — P. 112012. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.112012. — arXiv: 1304.4530 [hep-ex].
75. *Aaij R.* [et al.] First observation of a baryonic B_c^+ decay // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 152003. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.152003. — arXiv: 1408.0971 [hep-ex].
76. *Braaten E., Cheung K., Yuan T. C.* Perturbative QCD fragmentation functions for B_c and B_c^* production // *Phys. Rev. D.* — 1993. — Vol. 48. — Pp. 5049–5054. — DOI: 10.1103/PhysRevD.48.R5049. — arXiv: hep-ph/9305206 [hep-ph].
77. *Cheung K.* B_c meson production at the Tevatron revisited // *Phys. Lett. B.* — 2000. — Vol. 472. — Pp. 408–411. — DOI: 10.1016/S0370-2693(99)01402-1. — arXiv: hep-ph/9908405 [hep-ph].
78. *Chang C.-H., Chen Y.-Q.* The hadronic production of the B_c meson at Tevatron, CERN LHC and SSC // *Phys. Rev. D.* — 1993. — Vol. 48. — Pp. 4086–4091. — DOI: 10.1103/PhysRevD.48.4086.
79. On hadronic production of the B_c meson / C.-H. Chang [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1995. — Vol. 364. — Pp. 78–86. — DOI: 10.1016/0370-2693(95)01235-4. — arXiv: hep-ph/9408242 [hep-ph].
80. *Chang C.-H., Chen Y.-Q., Oakes R. J.* Comparative study of the hadronic production of B_c mesons // *Phys. Rev. D.* — 1996. — Vol. 54. — Pp. 4344–4348. — DOI: 10.1103/PhysRevD.54.4344. — arXiv: hep-ph/9602411 [hep-ph].
81. The Color-octet contributions to P -wave B_c meson hadroproduction / C.-H. Chang [et al.] // *Phys. Rev. D.* — 2005. — Vol. 71. — P. 074012. — DOI: 10.1103/PhysRevD.71.074012. — arXiv: hep-ph/0502155 [hep-ph].
82. *Kolodziej K., Leike A., Ruckl R.* Production of B_c mesons in hadronic collisions // *Phys. Lett. B.* — 1995. — Vol. 355. — Pp. 337–344. — DOI: 10.1016/0370-2693(95)00710-3. — arXiv: hep-ph/9505298 [hep-ph].

83. *Berezhnoy A. V., Likhoded A. K., Shevlyagin M. V.* Hadronic production of B_c mesons // Phys. Atom. Nucl. — 1995. — Vol. 58. — Pp. 672–689. — arXiv: hep-ph/9408284 [hep-ph]. — [Yad. Fiz. 58 N4, 730 (1995)].
84. *Berezhnoy A. V., Kiselev V. V., Likhoded A. K.* Photonic production of S - and P -wave B_c states and doubly heavy baryons // Z. Phys. — 1996. — Vol. A356. — Pp. 89–97. — DOI: 10.1007/s002180050152.
85. *Baranov S. P.* Pair production of $B_c^{(*)}$ mesons in pp and $\gamma\gamma$ collisions // Phys. Rev. D. — 1997. — Vol. 55. — Pp. 2756–2759. — DOI: 10.1103/PhysRevD.55.2756.
86. *Chang C.-H., Wu X.-G.* Uncertainties in estimating hadronic production of the meson B_c and comparisons between TEVATRON and LHC // Eur. Phys. J. C. — 2004. — Vol. 38. — Pp. 267–276. — DOI: 10.1140/epjc/s2004-02015-0. — arXiv: hep-ph/0309121 [hep-ph].
87. Experimental prospects of the B_c studies of the LHCb experiment / Y.-N. Gao [et al.] // Chin. Phys. Lett. — 2010. — Vol. 27. — P. 061302. — DOI: 10.1088/0256-307X/27/6/061302.
88. *CDF Collaboration* A Measurement of the Ratio $\frac{\sigma(B_c^+) * BR(B_c^+ \rightarrow J/\psi \mu^+ \nu)}{\sigma(B^+) * BR(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)}$ Using the Complete CDF Dataset. — 2014. — CDF note 11083. — URL: <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/140228.blessed-Bc-Xsec-8.7fb/>.
89. *Khachatryan V.* [et al.] Measurement of the ratio of the production cross sections times branching fractions of $B_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ and $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ and $\mathcal{B}(B_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp) / \mathcal{B}(B_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JHEP. — 2015. — Vol. 01. — P. 063. — DOI: 10.1007/JHEP01(2015)063. — arXiv: 1410.5729 [hep-ex].
90. *Aaij R.* [et al.] Measurement of B_c^+ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 114. — P. 132001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.132001. — arXiv: 1411.2943 [hep-ex].
91. *Aaij R.* [et al.] Observation of the Decay $B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+$ // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 111, no. 18. — P. 181801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.181801. — arXiv: 1308.4544 [hep-ex].
92. *Kiselev V.* Exclusive decays and lifetime of B_c meson in QCD sum rules. — 2002. — arXiv: hep-ph/0211021 [hep-ph].
93. *Abulencia A.* [et al.] Measurement of the B_c^+ meson lifetime using $B_c^+ \rightarrow J/\psi e^+ \nu_e$ // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 97. — P. 012002. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.012002. — arXiv: hep-ex/0603027 [hep-ex].

94. *Abazov V. M.* [et al.] Measurement of the lifetime of the B_c^\pm meson in the semileptonic decay channel // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102. — P. 092001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.092001. — arXiv: 0805.2614 [hep-ex].
95. *Aaij R.* [et al.] Measurement of the B_c^+ meson lifetime using $B_c^+ \rightarrow J/\psi \mu^+ \nu_\mu X$ decays // *Eur. Phys. J. C.* — 2014. — Vol. 74, no. 5. — P. 2839. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-2839-x. — arXiv: 1401.6932 [hep-ex].
96. *Aaltonen T.* [et al.] Measurement of the B_c^- meson lifetime in the decay $B_c^- \rightarrow J/\psi \pi^-$ // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. 87, no. 1. — P. 011101. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.011101. — arXiv: 1210.2366 [hep-ex].
97. *Aaij R.* [et al.] Measurement of the lifetime of the B_c^+ meson using the $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ decay mode // *Phys. Lett. B.* — 2015. — Vol. 742. — Pp. 29–37. — DOI: 10.1016/j.physletb.2015.01.010. — arXiv: 1411.6899 [hep-ex].
98. *Aaij R.* [et al.] First observation of the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 251802. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.251802. — arXiv: 1204.0079 [hep-ex].
99. *Aaij R.* [et al.] Observation of the decay $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$ // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. 87. — P. 071103. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.071103. — arXiv: 1303.1737 [hep-ex].
100. *Aaij R.* [et al.] First observation of the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+$ // *JHEP.* — 2013. — Vol. 1309. — P. 075. — DOI: 10.1007/JHEP09(2013)075. — arXiv: 1306.6723 [hep-ex].
101. *Aaij R.* [et al.] Observation of the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ // *JHEP.* — 2013. — Vol. 1311. — P. 094. — DOI: 10.1007/JHEP11(2013)094. — arXiv: 1309.0587.
102. *Aaij R.* [et al.] Evidence for the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ // *JHEP.* — 2014. — Vol. 1405. — P. 148. — DOI: 10.1007/JHEP05(2014)148. — arXiv: 1404.0287 [hep-ex].
103. *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].
104. *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].
105. *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].

106. *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].
107. *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].
108. *Kar S.* [et al.] Nonleptonic $B_c \rightarrow VV$ decays // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 88. — P. 094014. — DOI: 10.1103/PhysRevD.88.094014.
109. *Ahmed S.* [et al.] Measurements of $B \rightarrow D_s^{(*)+} D^{* (*)}$ branching fractions // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. 62. — P. 112003. — DOI: 10.1103/PhysRevD.62.112003. — arXiv: hep-ex/0008015 [hep-ex].
110. *Aubert B.* [et al.] Measurement of $B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D^{*-}$ branching fractions and $B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D^{*-}$ polarization with a partial reconstruction technique // Phys. Rev. D. — 2003. — Vol. 67. — P. 092003. — DOI: 10.1103/PhysRevD.67.092003. — arXiv: hep-ex/0302015 [hep-ex].
111. *Berezhnoy A., Likhoded A., Yushchenko O.* Some features of the hadronic $B_c^{(*)}$ meson production at large p_T // Phys. Atom. Nucl. — 1996. — Vol. 59. — Pp. 709–713. — arXiv: hep-ph/9504302 [hep-ph].
112. *Berezhnoy A., Kiselev V., Likhoded A.* Hadronic production of S - and P -wave states of $\bar{b}c$ -quarkonium // Z. Phys. A. — 1996. — Vol. 356. — Pp. 79–87. — DOI: 10.1007/s002180050151. — arXiv: hep-ph/9602347 [hep-ph].
113. B_c meson at LHC / A. Berezhnoy [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 1997. — Vol. 60. — Pp. 1729–1740. — arXiv: hep-ph/9703341 [hep-ph].
114. *Berezhnoy A.* Color flows for the process $gg \rightarrow B_c + c + \bar{b}$ // Phys. Atom. Nucl. — 2005. — Vol. 68. — Pp. 1866–1872. — DOI: 10.1134/1.2131116. — arXiv: hep-ph/0407315 [hep-ph].
115. *Lange D.* The EvtGen particle decay simulation package // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2001. — Vol. 462. — Pp. 152–155. — DOI: 10.1016/S0168-9002(01)00089-4.
116. *Aad G.* [et al.] Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74, no. 11. — P. 3130. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3130-x. — arXiv: 1407.3935 [hep-ex].
117. *Kostyukhin V.* VKalVrt - package for vertex reconstruction in ATLAS. — 2003. — ATL-PHYS-2003-031. — URL: <http://cds.cern.ch/record/685551>.

118. *ATLAS Collaboration* Measurement of $D^{(*)}$ meson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / CERN. — Geneva, 2011. — ATLAS-CONF-2011-017. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1336746>.
119. *Chekanov S.* [et al.] Measurement of inelastic J/ψ production in deep inelastic scattering at HERA // *Eur. Phys. J. C.* — 2005. — Vol. 44. — Pp. 13–25. — DOI: 10.1140/epjc/s2005-02346-2. — arXiv: hep-ex/0505008 [hep-ex].
120. *Oreglia M.* A Study of the Reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$. — 1980. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-236.html>. PhD thesis, SLAC-R-236.
121. *Gaiser J.* Charmonium Spectroscopy From Radiative Decays of the J/ψ and ψ' . — 1982. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-255.html>. PhD thesis, SLAC-R-255.
122. *Skwarnicki T.* A study of the radiative cascade transitions between the Υ' and Υ resonances. — 1986. — URL: <http://inspirehep.net/record/230779/>. PhD thesis, DESY-F31-86-02.
123. *Cranmer K.* Kernel estimation in high-energy physics // *Comput. Phys. Commun.* — 2001. — Vol. 136. — Pp. 198–207. — DOI: 10.1016/S0010-4655(00)00243-5. — arXiv: hep-ex/0011057 [hep-ex].
124. *Alexander J.* [et al.] Absolute Measurement of Hadronic Branching Fractions of the D_s^+ Meson // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100. — P. 161804. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.161804. — arXiv: 0801.0680 [hep-ex].
125. *Albrecht J.* Brief review of the searches for the rare decays $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ // *Mod. Phys. Lett. A.* — 2012. — Vol. 27. — P. 1230028. — DOI: 10.1142/S0217732312300285. — arXiv: 1207.4287 [hep-ex].
126. *Fleischer R.* CP violation and the role of electroweak penguins in nonleptonic B decays // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 1997. — Vol. 12. — Pp. 2459–2522. — DOI: 10.1142/S0217751X97001432. — arXiv: hep-ph/9612446 [hep-ph].
127. *Altmannshofer W., Paradisi P., Straub D. M.* Model-Independent Constraints on New Physics in $b \rightarrow s$ Transitions // *JHEP.* — 2012. — Vol. 04. — P. 008. — DOI: 10.1007/JHEP04(2012)008. — arXiv: 1111.1257 [hep-ph].
128. $B_{s,d} \rightarrow \ell^+\ell^-$ in the Standard Model with Reduced Theoretical Uncertainty / C. Bobeth [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112. — P. 101801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.101801. — arXiv: 1311.0903 [hep-ph].
129. Probing New Physics via the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Effective Lifetime / K. De Bruyn [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109. — P. 041801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.041801. — arXiv: 1204.1737 [hep-ph].

130. *Witzel O.* *B*-meson decay constants with domain-wall light quarks and nonperturbatively tuned relativistic *b*-quarks // PoS. — 2014. — Vol. LATTICE2013. — P. 377. — arXiv: 1311.0276 [hep-lat].
131. The *B* and *B_s* Meson Decay Constants from Lattice QCD / H. Na [et al.] // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 86. — P. 034506. — DOI: 10.1103/PhysRevD.86.034506. — arXiv: 1202.4914 [hep-lat].
132. *Bazavov A.* [et al.] *B*- and *D*-meson decay constants from three-flavor lattice QCD // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 85. — P. 114506. — DOI: 10.1103/PhysRevD.85.114506. — arXiv: 1112.3051 [hep-lat].
133. *Martin S. P.* A Supersymmetry primer DOI: 10.1142/9789812839657_0001, 10.1142/9789814307505_0001. — arXiv: hep-ph/9709356 [hep-ph]. — [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
134. Study of constrained minimal supersymmetry / G. L. Kane [et al.] // Phys. Rev. D. — 1994. — Vol. 49. — Pp. 6173–6210. — DOI: 10.1103/PhysRevD.49.6173. — arXiv: hep-ph/9312272 [hep-ph].
135. *Drees M., Nojiri M. M.* The Neutralino relic density in minimal $N = 1$ supergravity // Phys. Rev. D. — 1993. — Vol. 47. — Pp. 376–408. — DOI: 10.1103/PhysRevD.47.376. — arXiv: hep-ph/9207234 [hep-ph].
136. *Baer H., Brhlik M.* Cosmological relic density from minimal supergravity with implications for collider physics // Phys. Rev. D. — 1996. — Vol. 53. — Pp. 597–605. — DOI: 10.1103/PhysRevD.53.597. — arXiv: hep-ph/9508321 [hep-ph].
137. *LHCb Collaboration* Letter of Intent for the LHCb Upgrade / CERN. — Geneva, 2011. — CERN-LHCC-2011-001. LHCC-I-018. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1333091>.
138. *Babu K. S., Kolda C. F.* Higgs mediated $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in minimal supersymmetry // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Vol. 84. — Pp. 228–231. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.228. — arXiv: hep-ph/9909476 [hep-ph].
139. Minimal flavor violation: An Effective field theory approach / G. D’Ambrosio [et al.] // Nucl. Phys. B. — 2002. — Vol. 645. — Pp. 155–187. — DOI: 10.1016/S0550-3213(02)00836-2. — arXiv: hep-ph/0207036 [hep-ph].
140. Patterns of Flavour Violation in the Presence of a Fourth Generation of Quarks and Leptons / A. J. Buras [et al.] // JHEP. — 2010. — Vol. 09. — P. 106. — DOI: 10.1007/JHEP09(2010)106. — arXiv: 1002.2126 [hep-ph].
141. Rare *K* and *B* Decays in a Warped Extra Dimension with Custodial Protection / M. Blanke [et al.] // JHEP. — 2009. — Vol. 03. — P. 108. — DOI: 10.1088/1126-6708/2009/03/108. — arXiv: 0812.3803 [hep-ph].

142. *Acciarri M.* [et al.] Search for neutral B meson decays to two charged leptons // *Phys. Lett. B.* — 1997. — Vol. 391. — Pp. 474–480. — DOI: 10.1016/S0370-2693(96)01583-3.
143. *Abe F.* [et al.] Search for flavor changing neutral current B meson decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Vol. 76. — Pp. 4675–4680. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.4675.
144. *Acousta D.* [et al.] Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 032001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.032001. — arXiv: hep-ex/0403032 [hep-ex].
145. *Abulencia A.* [et al.] Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays in $p\bar{p}$ collisions with CDF II // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 221805. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.221805. — arXiv: hep-ex/0508036 [hep-ex]. — [Erratum: *Phys. Rev. Lett.*95,249905(2005)].
146. *Aaltonen T.* [et al.] Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays with 2 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100. — P. 101802. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.101802. — arXiv: 0712.1708 [hep-ex].
147. *Abazov V. M.* [et al.] A search for the flavor-changing neutral current decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV with the DØ detector // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 071802. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.071802. — arXiv: hep-ex/0410039 [hep-ex].
148. *Abazov V. M.* [et al.] Search for $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ at D0 // *Phys. Rev. D.* — 2007. — Vol. 76. — P. 092001. — DOI: 10.1103/PhysRevD.76.092001. — arXiv: 0707.3997 [hep-ex].
149. *Abazov V. M.* [et al.] Search for the rare decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ // *Phys. Lett. B.* — 2010. — Vol. 693. — Pp. 539–544. — DOI: 10.1016/j.physletb.2010.09.024. — arXiv: 1006.3469 [hep-ex].
150. *Abazov V. M.* [et al.] Search for the rare decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. 87, no. 7. — P. 072006. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.072006. — arXiv: 1301.4507 [hep-ex].
151. *Aaij R.* [et al.] Search for the rare decays $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ // *Phys. Lett. B.* — 2013. — Vol. 699. — Pp. 330–340. — DOI: 10.1016/j.physletb.2011.04.031. — arXiv: 1103.2465 [hep-ex].
152. *Aaij R.* [et al.] Search for the rare decays $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ // *Phys. Lett. B.* — 2013. — Vol. 708. — Pp. 55–67. — DOI: 10.1016/j.physletb.2012.01.038. — arXiv: 1112.1600 [hep-ex].

153. *Aaij R.* [et al.] Strong constraints on the rare decays $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 231801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.231801. — arXiv: 1203.4493 [hep-ex].
154. *Chatrchyan S.* [et al.] Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 107. — P. 191802. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.191802. — arXiv: 1107.5834 [hep-ex].
155. *Chatrchyan S.* [et al.] Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays // JHEP. — 2012. — Vol. 04. — P. 033. — DOI: 10.1007/JHEP04(2012)033. — arXiv: 1203.3976 [hep-ex].
156. *Aaij R.* [et al.] First Evidence for the Decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110, no. 2. — P. 021801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.021801. — arXiv: 1211.2674 [hep-ex].
157. *Aaltonen T.* [et al.] Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays with the full CDF Run II data set // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 87, no. 7. — P. 072003. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.072003. — arXiv: 1301.7048 [hep-ex].
158. *ATLAS, CMS, and LHCb collaborations* Search for the rare decays $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ at the LHC with the ATLAS, CMS and LHCb experiments / CERN. — Geneva, 2012. — ATLAS-CONF-2012-061, CMS-PAS-BPH-12-009, LHCb-CONF-2012-017. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1456262>.
159. *Aaij R.* [et al.] Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays at the LHCb experiment // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 111. — P. 101805. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.101805. — arXiv: 1307.5024 [hep-ex].
160. *Chatrchyan S.* [et al.] Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ with the CMS Experiment // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 111. — P. 101804. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.101804. — arXiv: 1307.5025 [hep-ex].
161. *Khachatryan V.* [et al.] Observation of the rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decay from the combined analysis of CMS and LHCb data // Nature. — 2015. — Vol. 522. — Pp. 68–72. — DOI: 10.1038/nature14474. — arXiv: 1411.4413 [hep-ex].
162. *Straub D. M.* Overview of Constraints on New Physics in Rare B Decays // 2012 Electroweak Interactions and Unified Theories. — 2012. — Pp. 237–242. — arXiv: 1205.6094 [hep-ph]. — URL: <http://inspirehep.net/record/1116275/files/arXiv:1205.6094.pdf>.
163. *Agashe K., Carone C. D.* Supersymmetric flavor models and the $B \rightarrow \phi K_S$ anomaly // Phys. Rev. D. — 2003. — Vol. 68. — P. 035017. — DOI: 10.1103/PhysRevD.68.035017. — arXiv: hep-ph/0304229 [hep-ph].

164. *Ross G. G., Velasco-Sevilla L., Vives O.* Spontaneous CP violation and non-Abelian family symmetry in SUSY // Nucl. Phys. B. — 2004. — Vol. 692. — Pp. 50–82. — DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2004.05.020. — arXiv: hep-ph/0401064 [hep-ph].
165. *Antusch S., King S. F., Malinsky M.* Solving the SUSY Flavour and CP Problems with SU(3) Family Symmetry // JHEP. — 2008. — Vol. 06. — P. 068. — DOI: 10.1088/1126-6708/2008/06/068. — arXiv: 0708.1282 [hep-ph].
166. *Hall L. J., Murayama H.* A Geometry of the generations // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 75. — Pp. 3985–3988. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.3985. — arXiv: hep-ph/9508296 [hep-ph].
167. Anatomy and Phenomenology of FCNC and CPV Effects in SUSY Theories / W. Altmannshofer [et al.] // Nucl. Phys. B. — 2010. — Vol. 830. — Pp. 17–94. — DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2009.12.019. — arXiv: 0909.1333 [hep-ph].
168. *Hocker A.* [et al.] TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis // PoS. — 2007. — Vol. ACAT. — P. 040. — arXiv: physics/0703039 [PHYSICS].
169. *Punzi G.* Sensitivity of searches for new signals and its optimization // eConf. — 2003. — Vol. C030908. — MODT002. — arXiv: physics/0308063 [physics].
170. *J. Beringer et al. (Particle Data Group)* Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 86. — P. 010001. — DOI: 10.1103/PhysRevD.86.010001.
171. *Aaij R.* [et al.] Measurement of the fragmentation fraction ratio f_s/f_d and its dependence on B meson kinematics // JHEP. — 2013. — Vol. 04. — P. 001. — DOI: 10.1007/JHEP04(2013)001. — arXiv: 1301.5286 [hep-ex].
172. *Amhis Y.* [et al.] Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of early 2012. — arXiv: 1207.1158 [hep-ex].
173. *ATLAS Collaboration* Extraction of the prompt muon component in inclusive muons produced at $\sqrt{s} = 7$ TeV / CERN. — Geneva, 2010. — ATLAS-CONF-2010-075. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1281366>.
174. *Read A. L.* Presentation of search results: The CL_s technique // J. Phys. G. — 2002. — Vol. 28. — Pp. 2693–2704. — DOI: 10.1088/0954-3899/28/10/313.
175. *Brun R., Canal P., Rademakers F.* Design, development and evolution of the ROOT system // PoS. — 2010. — Vol. ACAT2010. — P. 002.
176. *Junk T.* Confidence level computation for combining searches with small statistics // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1999. — Vol. 434. — Pp. 435–443. — DOI: 10.1016/S0168-9002(99)00498-2. — arXiv: hep-ex/9902006 [hep-ex].
177. *Aad G.* [et al.] Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC // New J. Phys. — 2011. — Vol. 13. — P. 053033. — DOI: 10.1088/1367-2630/13/5/053033. — arXiv: 1012.5104 [hep-ex].

178. Aad G. [et al.] Measurement of the production of a W boson in association with a charm quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // JHEP. — 2014. — Vol. 05. — P. 068. — DOI: 10.1007/JHEP05(2014)068. — arXiv: 1402.6263 [hep-ex].

Список рисунков

1.1	Схематичный вид подземного комплекса БАК в ЦЕРНе.	13
1.2	Схематичный вид установки ATLAS. Показаны размеры детектора, отмечены отдельные подсистемы.	14
1.3	Общая схема внутреннего детектора ATLAS.	16
1.4	Продольная проекция подсистем внутреннего детектора ATLAS.	17
1.5	Общая схема мюонного спектрометра детектора ATLAS.	19
1.6	Продольная проекция одной четверти мюонного спектрометра.	20
1.7	Схема функционирования триггера и системы съёма данных ATLAS в сеансе Run 1.	22
1.8	Схема работы триггера первого уровня установки ATLAS.	23
1.9	Средние потоки событий, отбираемых триггерами в каждом из основных и отложенных физических потоков в 2012 г.	25
1.10	Схема функционирования триггера и система съёма данных ATLAS в сеансе Run 2.	26
1.11	Зависимость пиковой светимости pp -соударений в детекторе ATLAS от времени в течение сеанса Run 1.	29
1.12	Зависимость полной интегральной светимости, набранной в pp -соударениях детектором ATLAS в (а) 2011 г. и (б) 2012 г. от времени.	29
1.13	Зависимость пикового количества наложенных pp -соударений в детекторе ATLAS от времени в течение сеанса Run 1.	30
1.14	Распределение среднего количества наложенных pp -соударений $\langle \mu \rangle$ в детекторе ATLAS в 2011 г. (голубая гистограмма) и 2012 г. (зелёная гистограмма).	31
2.1	Сечения различных физических процессов как функция энергии pp -соударений в системе центра масс.	33
2.2	Контур функции правдоподобия, соответствующие доверительному интервалу 68% в плоскости $\phi_s^{c\bar{c}s} - \Delta\Gamma_s$ для измерений в пяти экспериментах, а также их статистическая комбинация и предсказания СМ [52].	37
2.3	Сигналы распада возбуждённого состояния B_c^+ -мезона в распределении переменной $Q = m(B_c^+ \pi^+ \pi^-) - m(B_c^+) - 2m(\pi^\pm)$, соответствующие данным при энергии pp -соударений (а) 7 ТэВ и (б) 8 ТэВ [56].	37

2.4	Эффективность одномюонных триггеров с низкими порогами p_T μ_4 , μ_6 , μ_8 как функция p_T в (а) центральной и (б) торцевой областях детектора, измеренная в экспериментальных данных (точки) и по результатам моделирования Монте-Карло (цветные полосы).	40
2.5	Спектр инвариантных масс пар противоположно заряженных мюонов, отбираемых различными димюонными триггерами и триггером EF_mu20.	42
2.6	Схема работы триггерного алгоритма $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	44
2.7	Значения эффективности триггера в зависимости от величины инвариантной массы мюонной пары из распада $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$ в модельных событиях. Зеленые точки соответствуют отбору триггерной цепочкой EF_2mu4T_DiMu, синие — EF_2mu4T_Vmumux_v2, красные — EF_2mu4T_Vmumux_v2_L2StarB.	47
2.8	Значения эффективности триггера в зависимости от величины инвариантной массы мюонной пары из распада $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}(K^+ \pi^-)$ в модельных событиях. Зеленые точки соответствуют отбору триггерной цепочкой EF_2mu4T_DiMu, синие — EF_2mu4T_Vmumux_v2, красные — EF_2mu4T_Vmumux_v2_L2StarB.	48
2.9	Значения эффективности триггера в зависимости от величины инвариантной массы мюонной пары из распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \phi(K^+ K^-)$ в модельных событиях. Зеленые точки соответствуют отбору триггерной цепочкой EF_2mu4T_DiMu, синие — EF_2mu4T_Vmumux_v2, красные — EF_2mu4T_Vmumux_v2_L2StarB.	49
2.10	Распределение измеряемой в триггере L2 инвариантной массы кандидата D_s^+ в данных моделирования Монте-Карло при использовании двух алгоритмов реконструкции треков: IDSCAN (красная линия), L2StarB (синяя) и их различие (зелёная).	49
2.11	Распределение измеряемой в триггере L2 инвариантной массы кандидата B_c^+ в данных моделирования Монте-Карло при использовании двух алгоритмов реконструкции треков: IDSCAN (красная линия), L2StarB (синяя) и их различие (зелёная).	50
3.1	Массовый спектр состояний $\bar{b}c$ [71]. Показан порог распада на B - и D -мезоны (BD threshold).	53
3.2	Диаграммы распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$: (а) предпочитаемая по цвету спектаторная, (б) подавленная по цвету спектаторная, и (в) аннигиляционная топологии.	55
3.3	Сравнение распределений поперечного импульса мюонов в распадах $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ в модельных событиях и в данных. Чёрные точки соответствуют данным, синяя сплошная и красная штриховая линия показывают модельные спектры до и после перевзвешивания соответственно.	59
3.4	Схема реконструкции распадов (а) $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ и (б) $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	60

- 3.5 Сравнение распределений величин (а) $\cos \theta^*(\pi)$ и (б) $\cos^3 \theta'(K)$ в событиях моделирования Монте-Карло сигнального распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ (чёрные точки) и в экспериментальных данных (красная линия). Стрелками показаны применяемые критерии отбора. 61
- 3.6 Распределения величин (а) $\cos \theta^*(D_s^+)$ и (б) $\cos \theta'(\pi)$, где $\theta^*(D_s^+)$ и $\theta'(\pi)$ — две угловые переменные, определённые в тексте. Распределения приведены для боковых областей в данных (чёрные точки) и моделирования МС сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ (красная сплошная линия) и компонент A_{00} (зелёная пунктирная линия) и $A_{\pm\pm}$ (синяя штриховая линия) сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. Распределения получены после применения всех описанных в тексте критериев отбора за исключением отбора по самим этим переменным. Распределения МС нормированы на число событий в боковых областях данных. 63
- 3.7 Распределение инвариантной массы кандидатов $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, построенных из треков отобранных кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$. Заштрихованная область показывает диапазон массы, кандидаты в котором исключались из анализа. 64
- 3.8 Распределение массы отобранных кандидатов $J/\psi D_s^+$. 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_{++} распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, соответственно; синяя штриховая линия показывает вклад фона. 65
- 3.9 Распределение массы кандидатов (а) J/ψ и (б) D_s^+ после полного отбора кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ (без фиксации масс промежуточных резонансов в каскадном фите) внутри массового окна кандидата $B_c^+ 5900 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6400 \text{ МэВ}$. Спектры фитируются суммой экспоненты и модифицированной функции Гаусса. 66
- 3.10 Распределение массы кандидатов ϕ после полного отбора $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ (без фиксации масс промежуточных резонансов в каскадном фите) внутри массового окна кандидата $B_c^+ 5900 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6400 \text{ МэВ}$. Спектры фитируются суммой пороговой функции (3.9) и свёртки нерелятивистской функции Брейта–Вигнера с функцией Гаусса. 67

- 3.11 Проекция фита на переменную $|\cos \theta'(\mu^+)|$, где угол спиральности $\theta'(\mu^+)$ определяется как угол между импульсами μ^+ и D_s^+ кандидата в системе покоя пары мюонов, для (а) полного набора отобранных кандидатов $J/\psi D_s^+$ и (б) подмножества кандидатов в массовом окне $5950 \text{ МэВ} < m(J/\psi D_s^+) < 6250 \text{ МэВ}$, соответствующем наблюдаемому сигналу распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$. Красная сплошная линия показывает полную проекцию фита. Вклад распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ показан фиолетовой длинно-штриховой линией (она не нарисована в (б), поскольку их вклад исчезающе мал в этом массовом диапазоне); коричневая штрих-пунктирная и зелёная пунктирная линии показывают вклады компонент A_{00} и $A_{\pm\pm}$ распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$ соответственно; синяя штриховая линия показывает вклад фона. 70
- 3.12 Сравнение распределений величин (а) $\cos \theta^*(\pi)$ и (б) $\cos \theta'(\mu^+)$ в событиях моделирования Монте-Карло нормировочного распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ (красная штриховая линия) и в экспериментальных данных (чёрные точки). Стрелками показаны применяемые критерии отбора. 71
- 3.13 Распределение 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. 72
- 3.14 Нормированные отношения величин сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ между экспериментальными и модельными данными в диапазонах (а) $p_T(B_c^+)$ и (б) $|\eta(B_c^+)|$. Красной линией показаны фиты распределений линейной функцией; её параметры приведены на рисунках. 74
- 3.15 Сравнение результата измерения ATLAS с результатом LHCb [74] и теоретическими предсказаниями, основанными на релятивистской потенциальной модели КХД [104], правиле сумм КХД [92], релятивистской модели конститuentных кварков (RCQM) [105], релятивистской модели кварков BSW (с фиксированным средним поперечным импульсом кварков $\omega = 0.40 \text{ ГэВ}$) [106], модели кварков на световом конусе (LFQM) [107], пертурбативной КХД (pQCD) [103], и релятивистской модели независимых кварков (RIQM) [108]. 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 квадратурах. 78
- 4.1 Диаграммы распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, разрешённые в СМ: (а) «бокс» и (б) «пингвин». 80

- 4.2 Предсказываемые в рамках модели CMSSM значения $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ в зависимости от величина параметра $m_{1/2}$ для различных значений $\tan\beta$ и A_0 (рисунок из [137]). Красной линией показан верхний предел на $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, установленный в эксперименте ATLAS [14]. 83
- 4.3 Области в плоскости $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) - \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, предсказываемые в рамках СМ и ряда её расширений (см. текст) [162]. Серым цветом показана область, исключённая данными экспериментов ATLAS, CMS, LHCb и CDF по состоянию на май 2012 г. Красная (сильнее затемнённая) часть показывает область, исключённую наиболее точным на текущий момент измерением [161]. Вертикальными красными линиями показаны пределы, установленные в эксперименте ATLAS при анализе данных, соответствующих светимости 2.4 фб^{-1} [53] и 4.9 фб^{-1} [14] при энергии 7 ТэВ. 84
- 4.4 Эффективность критерия отбора $I_{0.7} > 0.83$ как функция среднего числа наложенных взаимодействий для канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ в данных (заполненные маркеры) и моделировании Монте-Карло (пустые маркеры). Треугольные маркеры соответствуют использованию всех треков в определении изолированности, круглые — использованию треков, совместимых с происхождением от той же первичной вершины, что и B^+ -мезон. 90
- 4.5 Сравнение распределений переменных (а) $I_{0.7}$, (б) L_{xy} , (в) $|\alpha_{2D}|$ и (г) p_T^{\min} для кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ в модельных событиях и в данных после вычитания фона. Модельные распределения в (в) и (г) скорректированы путём перевешивания событий, устраняющего расхождение в поведении переменной L_{xy} 91
- 4.6 Сравнение распределений переменных (а) $I_{0.7}$ и (б) $|\alpha_{2D}|$ для кандидатов $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ из боковых областей массового спектра в данных и из модельных событий $b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^- X$ 92
- 4.7 Распределение величины выхода классификатора BDT q для модельных наборов Монте-Карло сигнала $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (красная гистограмма) и фоновых событий из боковых областей массового спектра (чёрные точки). Распределения нормированы на число событий в боковых областях. 93
- 4.8 Распределение (а) инвариантной массы кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $m_{J/\psi K}$, и (б) её априорных погрешностей $\delta m_{J/\psi K}$ с наложенными результатами фитирования. 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. 95
- 4.9 Зависимость коэффициента ложных мюонов от (а) p_T и (б) $|\eta|$ 97
- 4.10 Распределения выходной переменной BDT q для наборов Монте-Карло сигнала $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (красные точки) и фоновых каналов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ (синие точки). 99

4.11	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.	100
4.12	Распределение инвариантной массы кандидатов $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ после открытия массовой области сигнала. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий в предположении, что величина $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ в 10 раз превышает предсказания СМ.	101
4.13	Наблюдаемые значения CL_s как функция $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (точки). Предел 95% CL_s обозначен горизонтальной красной линией. Зелёная и жёлтая полосы отвечают диапазонам $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ от ожидаемого CL_s , показанного штриховой линией, в предположении отсутствия сигнала.	102
A.1	Распределения значений $f_{\pm\pm}$ из фита псевдоэкспериментов для различных входных значений, которые показаны стрелками.	134
A.2	Распределения нормированных отклонений величины $f_{\pm\pm}$ из фита псевдоэкспериментов для различных входных значений.	135
A.3	Распределения погрешностей величины $f_{\pm\pm}$, полученных двухмерным (чёрные точки с ошибками) и одномерным (чёрная гистограмма) фитом псевдоэкспериментов с входным значением $f_{\pm\pm} = 0.5$	136
B.1	Эффективности реконструкции треков в диапазонах $ \eta $, полученные из одотрековых модельных событий с разными геометриями: номинальной ATLAS-GEO-18-01-03 (baseline), улучшенной ATLAS-GEO-21-01-00 (best) и искажённой ATLAS-GEO-21-06-01 (distorted). Эффективности приводятся для треков (а) каонов и (б) пионов обоих знаков, а также отдельно для (в) K^+ , (г) π^+ , (д) K^- , (е) π^-	139
B.2	Эффективности реконструкции треков в диапазонах p_T , полученные из одотрековых модельных событий с разными геометриями: номинальной ATLAS-GEO-18-01-03 (baseline), улучшенной ATLAS-GEO-21-01-00 (best) и искажённой ATLAS-GEO-21-06-01 (distorted). Эффективности приводятся для треков (а) каонов и (б) пионов обоих знаков, а также отдельно для (в) K^+ , (г) π^+ , (д) K^- , (е) π^-	140

Список таблиц

2.1	Предсказания сечений рождения (в мкб) пар $b\bar{b}$, полученные в РУТНА 6 для полной кинематической области и для $p_T(b) > 10$ ГэВ, $ \eta(b) < 2.5$ при энергиях pp -соударений 7 и 8 ТэВ.	35
2.2	Диапазоны инвариантных масс и пороговые значения χ^2 для различных распадов; под частицей X понимаются K^{*0} , ϕ или Λ^0 в соответствующих распадах.	45
3.1	Триггерные цепочки, используемые для отбора событий для анализа в период март – август 2011 г. и соответствующие им доли интегральной светимости после учёта деления частоты.	57
3.2	Величина наборов модельных событий, используемых в анализе.	58
3.3	Параметры сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$, полученные из фита. Параметр ширины модифицированной функции Гаусса зафиксирован на значение, полученное из моделирования. Приводятся только статистические ошибки.	69
3.4	Параметры сигнала в распределении массы $J/\psi\pi^+$, полученные из фита. Приведены только статистические ошибки.	71
3.5	Акцептансы исследуемых каналов распада $\mathcal{A}_{B_c^+ \rightarrow X}$. Приведённые ошибки соответствуют величине используемых наборов Монте-Карло.	73
3.6	Относительные систематические погрешности измеренных отношений парциальных ширин $R_{D_s^+/\pi^+}$, $R_{D_s^{*+}/\pi^+}$, $R_{D_s^{*+}/D_s^+}$ и доли поперечной поляризации $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$	77

- 3.7 Сравнение результата измерения ATLAS с результатом LHCb [74] и теоретическими предсказаниями, основанными на релятивистской потенциальной модели КХД [104], правиле сумм КХД [92], релятивистской модели конститuentных кварков (RCQM) [105], релятивистской модели кварков BSW (с фиксированным средним поперечным импульсом кварков $\omega = 0.40$ ГэВ) [106], модели кварков на световом конусе (LFQM) [107], пертурбативной КХД (пКХД) [103], и релятивистской модели независимых кварков (RIQM) [108]. Показаны также значения отношений \mathcal{R} , вычисленные на основе гипотезы факторизации с использованием известных ширин распадов B^0 - и B^+ -мезонов, и величины доли поперечной поляризации, измеренные для распада $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{*+}$ [109, 110]. Неопределённости теоретических предсказаний приведены только если они в явном виде имелись в соответствующих работах. Для результатов ATLAS и LHCb, а также [109, 110] статистическая и систематическая погрешности сложены в квадратурах. 79
- 4.1 Список дискриминирующих переменных, используемых в многомерном классификаторе BDT. В последней колонке указан порядковый номер переменной в порядке убывания её значимости в классификаторе. 89
- 4.2 Произведения $A \cdot \epsilon$ для сигнального и нормировочного распадов. Приведённые ошибки соответствуют величине используемых наборов Монте-Карло. 93
- 4.3 Относительные систематические погрешности величины SES. 94
- 4.4 Относительные парциальные ширины распадов $B_{(s)}^0 \rightarrow hh'$ [172]. 96
- 4.5 Коэффициенты ложных мюонов для идентификации комбинированных и тагированных мюонов. Коэффициенты приведены для пионов, каонов и по отдельности для их зарядовых состояний. Приводимые ошибки соответствуют статистической погрешности связанной с ограниченным объёмом набора Монте-Карло. 97
- B.1 Эффективности реконструкции треков для различных описаний геометрии детектора. Показаны поправочные коэффициенты (SF), применяемые для корректировки эффективностей, полученных с номинальным описанием геометрии, и относительные систематические погрешности, полученные из сравнения улучшенного и искажённого описаний геометрии. 142

Список используемых сокращений

ALICE — A Large Ion Collider Experiment, детектор на коллайдере LHC, построенный для изучения столкновений тяжёлых ионов, а также одноимённая экспериментальная коллаборация

AOD — Analysis Object Data, формат данных, используемый в ATLAS

ATLAS — A Toroidal LHC Apparatus, многоцелевой детектор на коллайдере LHC, а также одноимённая экспериментальная коллаборация

В-физика — раздел физики высоких энергий, изучающий свойства частиц, содержащих b -кварк (также в неё иногда включают и физику c -кварков)

BDT — Boosted Decision Trees, обучаемые деревья решений, метод многомерного анализа данных

CMSSM — Constrained Minimal Supersymmetric Standard Model, ограниченное минимальное суперсимметричное расширение Стандартной Модели

CSC — Cathode Strip Chambers, катодные полосковый камеры в составе мюонного спектрометра ATLAS

CERN — Европейская Организация по Ядерным Исследованиям

CMS — Compact Muon Solenoid, многоцелевой детектор на коллайдере LHC, а также одноимённая экспериментальная коллаборация

CTP — Central Trigger Processor, центральный процессор триггера ATLAS

DAQ — Data Acquisition, система съёма данных

DPD — Derived Physics Data, формат данных, используемый в ATLAS

EF — Event Filter, фильтр событий, последний этап триггера высокого уровня ATLAS

ESD — Event Summary Data, формат данных, используемый в ATLAS

FONLL — Fixed Order + Next-to-Leading Log, вычисления в фиксированном следующем за лидирующим порядке по α_s , совмещённые с суммированием в следующем за лидирующим логарифмическом приближении

HLT — High-Level Trigger, триггер высокого уровня ATLAS

IBL — Insertable B-Layer, вставной B-слой внутреннего детектора ATLAS

ID — Inner Detector, внутренний детектор ATLAS

L1 — Level-1 trigger, триггер первого уровня ATLAS

L2 — Level-2 trigger, триггер второго уровня ATLAS, первый этап триггера высокого уровня

LHC — Large Hadron Collider, то же, что **БАК**

LHCb — LHC beauty, детектор на Большом Адронном Коллайдере, созданный для исследований физики b -кварков, а также одноимённая экспериментальная коллаборация

LS1 — Long Shutdown 1, период остановки работы БАК в 2013–2015 гг.

MC — Monte Carlo, Монте-Карло — метод математического моделирования событий, а также смоделированные с его помощью наборы событий

MC11, MC12 — конфигурации моделирования Монте-Карло, воспроизводящие условия набора данных в эксперименте ATLAS в 2011 и 2012 гг. соответственно

MDT — Monitored Drift Tubes, мониторируемые дрейфовые трубки в составе мюонного спектрометра ATLAS

MDT — Minimal Flavour Violation, гипотеза минимального нарушения ароматов

MS — Muon Spectrometer, мюонный спектрометр ATLAS

MSSM — Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model, минимальное суперсимметричное расширение Стандартной Модели

RDO — Raw Data Objects, формат данных, используемый в ATLAS

RoI — Region of Interest, область интереса, восстанавливаемая триггером первого уровня ATLAS

RPC — Resistive Plate Chambers, камеры с резистивными пластинами в составе мюонного спектрометра ATLAS

SCT — Semi-Conductor Tracker, полупроводниковый микроstriповый детектор в составе внутреннего детектора ATLAS

SES — Single-Event Sensitivity, чувствительность к одному событию

SM4 — расширение Стандартной Модели с четырьмя поколениями фермионов

TGC — Thin Gap Chambers, тонкоззорные камеры в составе мюонного спектрометра ATLAS

TRT — Transition Radiation Tracker, трековый детектор переходного излучения в составе внутреннего детектора ATLAS

БАК — Большой адронный коллайдер, ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, построенный в ЦЕРНе

КХД — квантовая хромодинамика

ПО — программное обеспечение

СМ — Стандартная Модель физики элементарных частиц

Приложение А

Контроль процедуры измерения поляризации путём двухмерного фитирования

Надёжность процедуры двухмерного фитирования сигналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$, описанной в разделе 3.2.2 была исследована и подтверждена с помощью псевдоэкспериментов. Наибольший интерес представляло извлечение величины вклада компоненты $A_{\pm\pm}$ в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}$, $f_{\pm\pm}$. В данном разделе приведены подробности проведённого анализа.

Псевдоэксперименты разыгрывались с использованием модели, построенной для фитирования сигналов в данных (см. раздел 3.2.2). Все её свободные параметры, кроме $f_{\pm\pm}$, были приведены к значениям, полученным из фитирования данных. Параметр $f_{\pm\pm}$ варьировался в физически разрешённых пределах от 0 до 1, принимая значения 0, 0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 0.9, 1. Для каждого из них был разыгран набор из 5000 псевдоэкспериментов. Затем они фитировались той же моделью, что использовалась для реальных данных. При этом границы физически разрешённой области $[0, 1]$ для получаемых значений $f_{\pm\pm}$ не устанавливались.

На рис. А.1 показаны распределения значений $f_{\pm\pm}$, полученные из фита для различных входных значений, использовавшихся для генерации псевдоэкспериментов. На рис. А.2 также показаны соответствующие распределения нормированных отклонений этой величины. Нормированное отклонение $\text{Pull}(f_{\pm\pm})$ определяется как

$$\text{Pull}(f_{\pm\pm}) = \frac{(f_{\pm\pm})_{\text{fit}} - (f_{\pm\pm})_{\text{input}}}{\sigma_{f_{\pm\pm}}}, \quad (\text{A.1})$$

где $(f_{\pm\pm})_{\text{fit}}$ — значение $f_{\pm\pm}$ из фита, $(f_{\pm\pm})_{\text{input}}$ — входное значение и $\sigma_{f_{\pm\pm}}$ — статистическая погрешность $f_{\pm\pm}$ из фита.

Последние распределения фитируются функцией Гаусса. Она хорошо описывает распределения для всех входных значений $f_{\pm\pm}$, тем самым демонстрируя нормальное поведение нормированных отклонений. Это позволяет сделать вывод о том, что используемая процедура фитирования сигналов в данных даёт несмещённую оценку величины $f_{\pm\pm}$ и корректную

оценку статистической погрешности во всём физически разрешённом диапазоне значений $f_{\pm\pm}$.

Аналогичный анализ был проведён для одномерной модели фитирования, использующий только информацию о массе кандидата $J/\psi D_s^+$. Чувствительность такой модели к величине $f_{\pm\pm}$ была найдена значительно меньшей, чем в случае двухмерного фитирования. Это видно из рис. А.3, где показаны распределения статистической погрешности величины $f_{\pm\pm}$, получаемой из двухмерного и одномерного фита псевдоэкспериментов с входным значением $f_{\pm\pm} = 0.5$.

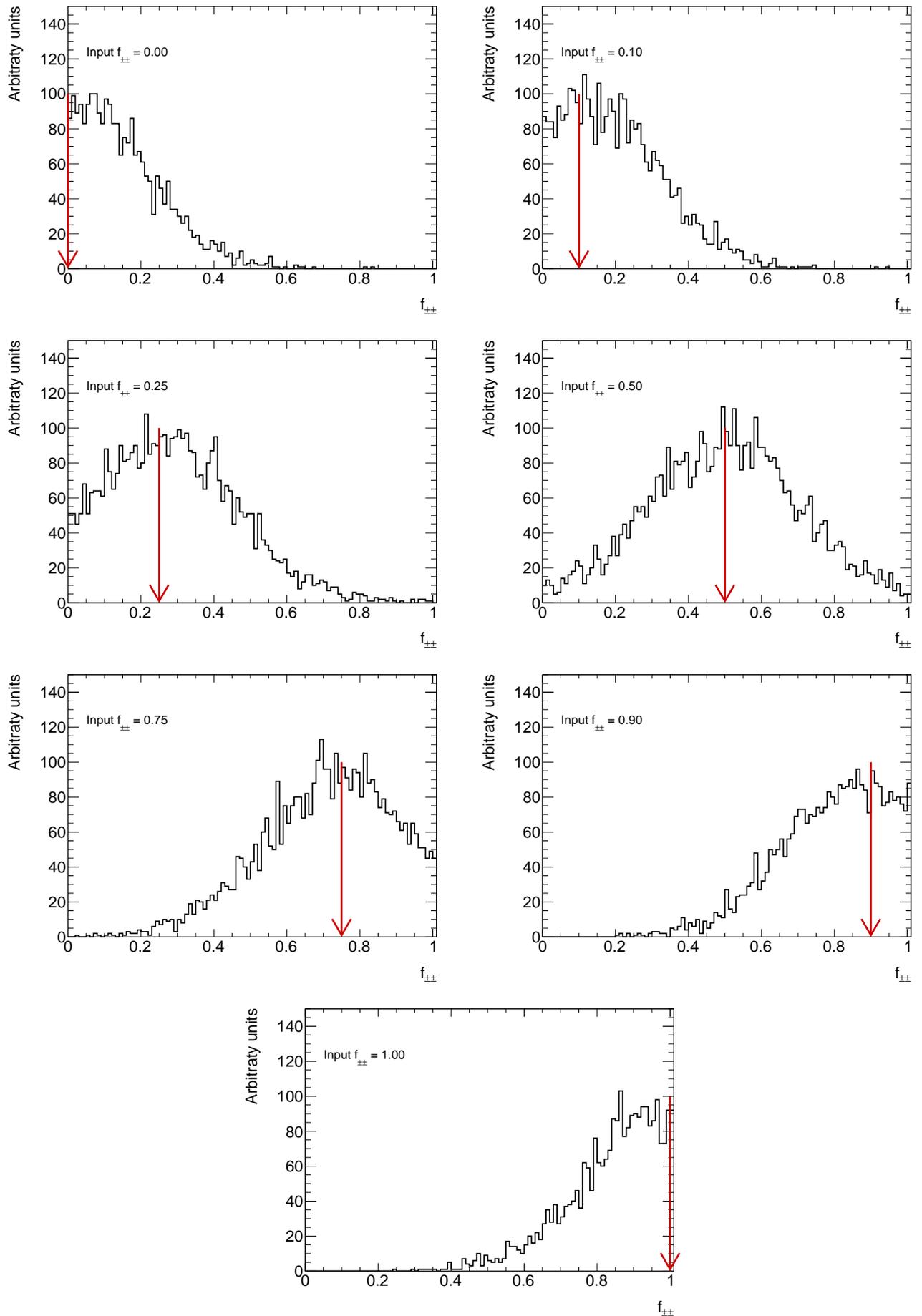


Рисунок А.1: Распределения значений $f_{\pm\pm}$ из фита псевдоэкспериментов для различных входных значений, которые показаны стрелками.

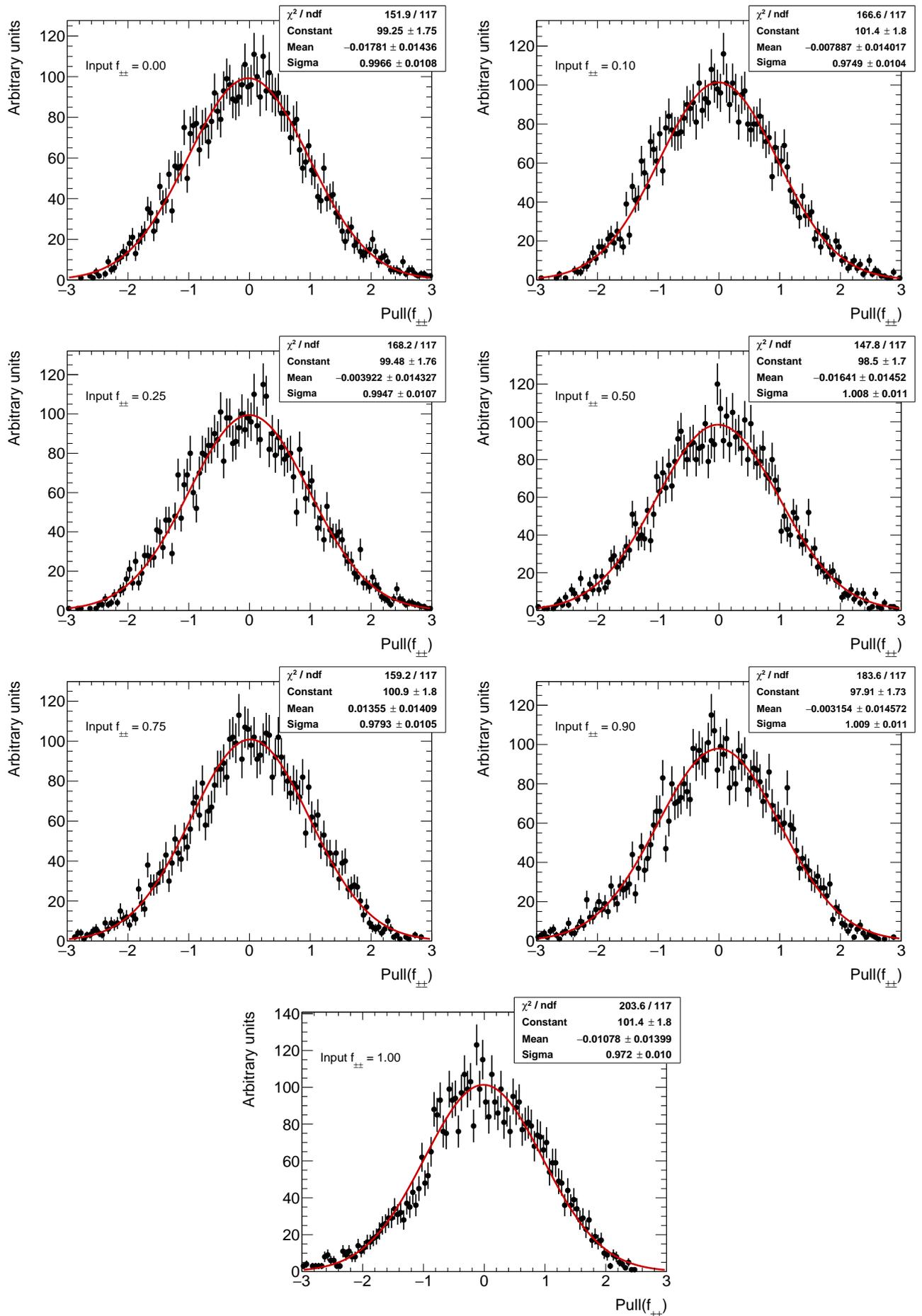


Рисунок А.2: Распределения нормированных отклонений величины $f_{\pm\pm}$ из фита псевдоэкспериментов для различных входных значений.

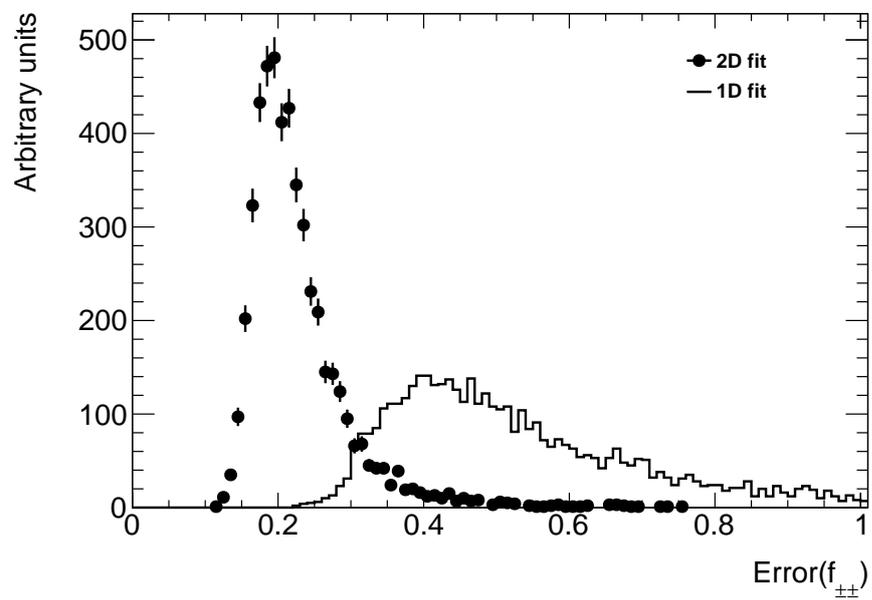


Рисунок А.3: Распределения погрешностей величины $f_{\pm\pm}$, полученных двухмерным (чёрные точки с ошибками) и одномерным (чёрная гистограмма) фитом псевдоэкспериментов с входным значением $f_{\pm\pm} = 0.5$.

Приложение В

Оценка систематической погрешности взаимодействия треков с веществом детектора

В данном разделе описан анализ, проведённый для оценки систематической погрешности эффективности реконструкции треков, возникающей в связи с неточным описанием геометрии и распределения вещества во внутреннем детекторе. В связи с тем, что оценки этой неопределённости на основе раннего анализа [177] были признаны слишком консервативными, потребовался отдельный новый анализ с моделированием дополнительных наборов Монте-Карло. Он использует подход, аналогичный применённому ранее в работе [178].

Согласно анализу, проведённому рабочей группой внутреннего детектора ATLAS, количество вещества во внутреннем детекторе считается известным с точностью 5% (кроме того, неопределённость 10% соответствует описанию материала служебных элементов детектора). Группой было подготовлено формализованное для использования в моделировании Монте-Карло описание геометрии детектора ATLAS-GEO-21-01-00, которое рекомендовано для использования в моделировании новых наборов Монте-Карло. Систематические погрешности эффективности реконструкции треков могут быть оценены с использованием искажённой геометрии ATLAS-GEO-21-06-01, в которой количество вещества увеличено согласно приведённым оценкам точности его описания.

Для анализа были сгенерированы наборы Монте-Карло с одним заряженным пионом либо каоном в каждом событии. Моделирование на уровне частиц производилось путём разыгрывания кинематики частицы равномерно по азимутальному углу и в диапазоне псевдобыстрот $-2.8 < \eta < 2.8$ и с экспоненциально спадающим поперечным импульсом $0.5 \text{ ГэВ} < p_T < 50 \text{ ГэВ}$. Моделирование прохождения частиц через детектор и реконструкция треков проводились идентично наборам Монте-Карло, используемым в анализе распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$, но без моделирования множественных протонных взаимодействий. Кроме того, на первом из этих этапов использовались три различных описания геометрии детектора:

- ATLAS-GEO-18-01-03 – *номинальная* геометрия, использованная при подготовке модельных наборов событий сигнальных распадов в конфигурации MC11. Для наборов в конфигурации MC12 была использована геометрия ATLAS-GEO-20-00-01, однако она идентична первой в описании внутреннего детектора.
- ATLAS-GEO-21-01-00 – новая *улучшенная* геометрия с уточнённым описанием внутреннего детектора.
- ATLAS-GEO-21-06-01 – *искажённая* геометрия с увеличенным на 5% количеством вещества во внутреннем детекторе и на 10% в служебных элементах детектора по отношению к ATLAS-GEO-20-01-00.

В полученных модельных наборах событий вычислялись эффективности реконструкции треков. При этом применялись такие же критерии отбора по количеству отсчётов в пиксельном детекторе и детекторе SCT, что и в анализе распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ (2 и 6 отсчётов соответственно). Эффективности реконструкции треков получены отдельно для отрицательно и положительно заряженных треков пионов и каонов в диапазонах $|\eta|$ и p_T и показаны на рис. В.1, В.2. Диапазоны псевдобыстроты взяты аналогично [177]. Эффективности реконструкции треков с различными описаниями геометрии детектора приведены также в таблице В.1

Поправочные коэффициенты для корректировки эффективности реконструкции треков, полученной с использованием номинальных наборов Монте-Карло из анализа $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$, вычислялись как отношения эффективностей, полученных с улучшенной и номинальной геометрией. Как видно из таблицы В.1 и рис. В.1, В.2, различия в эффективностях и поправочных коэффициентах для треков π^+ и π^- не наблюдается, тогда как каоны различных знаков ведут себя по-разному, что объясняется их различными механизмами взаимодействия с веществом. В связи с этим поправки для отрицательно и положительно заряженных каонов в анализе применяются по отдельности, а для пионов используются средние значения. Поправки в диапазонах p_T близки к единице, и существенной зависимости от p_T у них не наблюдается. Поэтому поправки к эффективнымностям реконструкции далее рассматриваются только как функция $|\eta|$.

Для корректировки аксептансов сигнальных и нормировочного каналов распада в анализе $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)+}$ дочерним адронным трекам этих распадов присваиваются веса, равные поправочным коэффициентам, приведённым в таблице В.1. Полный вес кандидата одного из распадов берётся равным произведению весов всех его адронных треков. Аксептансы, приведённые в таблице 3.5 уже учитывают это перевзвешивание.

Другой набор весов для адронных треков получается из аналогичного сравнения с искажённым описанием геометрии детектора. Это перевзвешивание используется для оценки систематической погрешности аксептансов. Относительные погрешности эффективностей реконструкции отдельных треков (т. е. относительные различия между эффективностями,

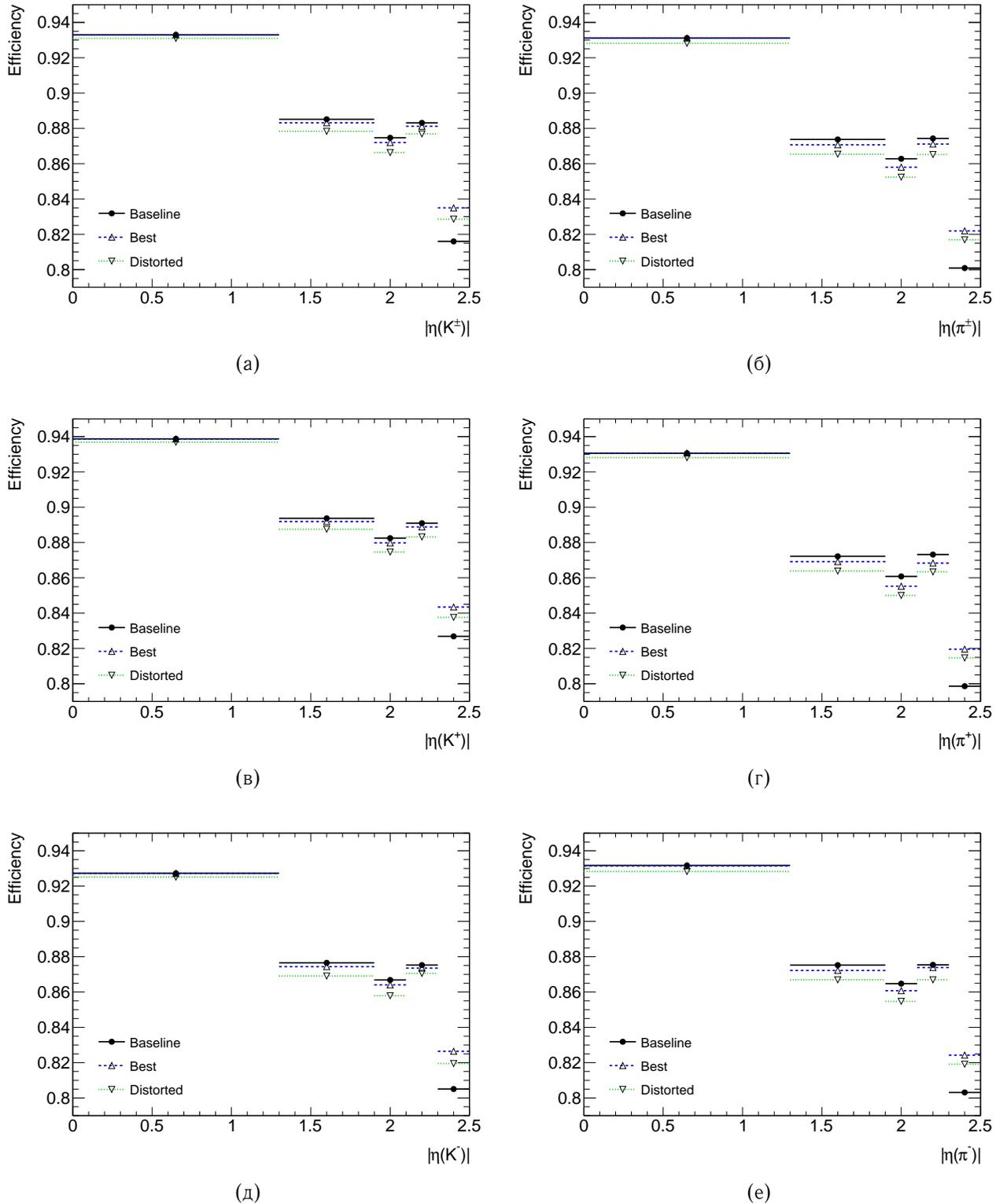
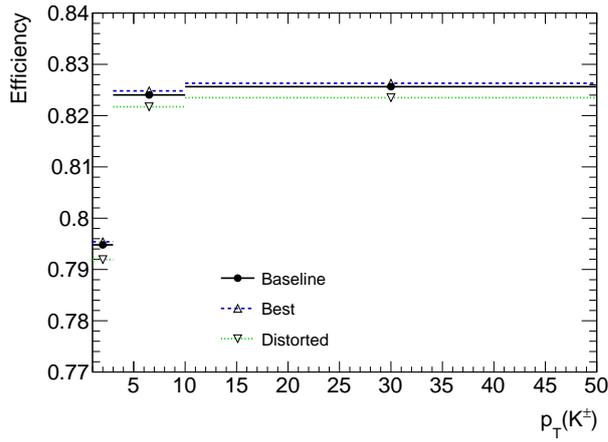
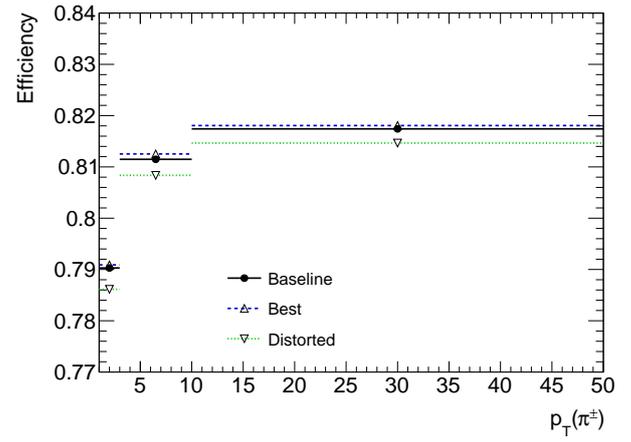


Рисунок В.1: Эффективности реконструкции треков в диапазонах $|\eta|$, полученные из одотрековых модельных событий с разными геометриями: номинальной ATLAS-GEO-18-01-03 (baseline), улучшенной ATLAS-GEO-21-01-00 (best) и искажённой ATLAS-GEO-21-06-01 (distorted). Эффективности приводятся для треков (а) каонов и (б) пионов обоих знаков, а также отдельно для (в) K^+ , (г) π^+ , (д) K^- , (е) π^- .

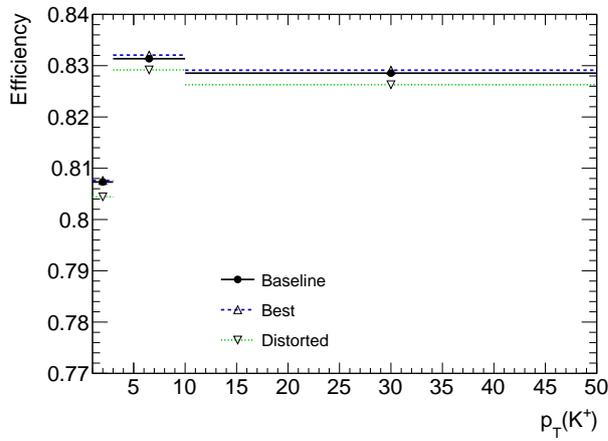
полученными с использованием улучшенного и искажённого описаний геометрии) показаны в последней колонке таблицы В.1. Как видно из таблицы, статистика использованных



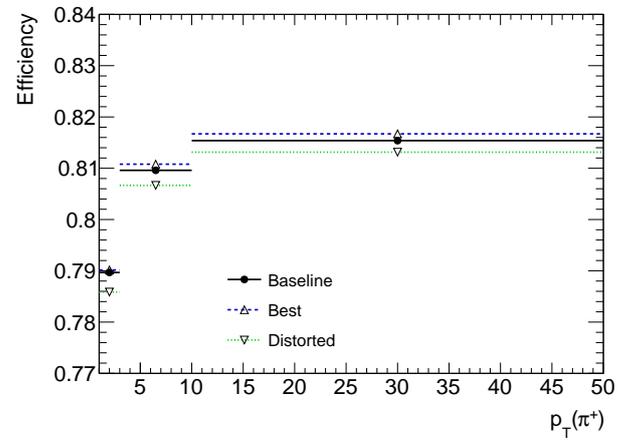
(a)



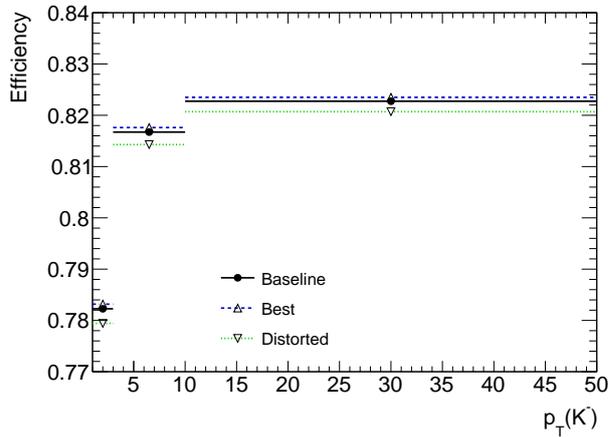
(б)



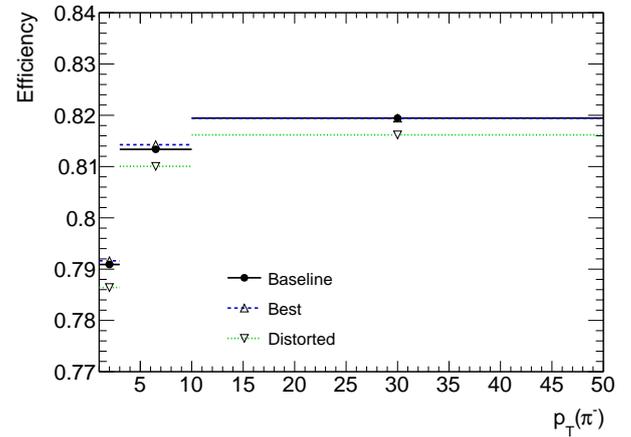
(в)



(г)



(д)



(е)

Рисунок В.2: Эффективности реконструкции треков в диапазонах p_T , полученные из однотрековых модельных событий с разными геометриями: номинальной ATLAS-GEO-18-01-03 (baseline), улучшенной ATLAS-GEO-21-01-00 (best) и искажённой ATLAS-GEO-21-06-01 (distorted). Эффективности приводятся для треков (a) каонов и (б) пионов обоих знаков, а также отдельно для (в) K^+ , (г) π^+ , (д) K^- , (е) π^- .

одночастичных наборов Монте-Карло позволяла определить эти погрешности в отдельных диапазонах p_T и $|\eta|$ с точностью выше 30%.

В результате указанной процедуры была получена оценка погрешности отношений $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$ порядка 0.5%. Она определяется в основном наличием двух лишних треков в каналах распада с $D_s^{(*)+}$ -мезонами по отношению к нормировочному каналу распада, однако различие в кинематике треков также автоматически учтено в этой процедуре. Погрешности величин $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/D_s^+}$ и $\Gamma_{\pm\pm}/\Gamma$ найдены пренебрежимо малыми.

Для сравнения, консервативные оценки этих систематических неопределённостей, проведённые на основе результатов [177], которые ранее использовались в аналогичных физических анализах, составляли на порядок больше — около 5% для отношений $\mathcal{R}_{D_s^+/\pi^+}$ и $\mathcal{R}_{D_s^{*+}/\pi^+}$.

Таблица В.1: Эффективности реконструкции треков для различных описаний геометрии детектора. Показаны поправочные коэффициенты (SF), применяемые для корректировки эффективностей, полученных с номинальным описанием геометрии, и относительные систематические погрешности, полученные из сравнения улучшенного и искажённого описаний геометрии.

	GEO-18-01-03	GEO-21-01-00	GEO-21-06-01	SF	отн. сист. погр.
Диапазоны p_T					
$p_T < 3 \text{ ГэВ}$					
π^\pm	0.79029 ± 0.00028	0.79089 ± 0.00030	0.78613 ± 0.00031	1.00076	0.00602 ± 0.00054
π^+	0.78967 ± 0.00040	0.79016 ± 0.00042	0.78585 ± 0.00043	1.00061	0.00545 ± 0.00076
π^-	0.79090 ± 0.00040	0.79163 ± 0.00042	0.78641 ± 0.00043	1.00091	0.00659 ± 0.00076
K^\pm	0.79480 ± 0.00027	0.79539 ± 0.00027	0.79193 ± 0.00027	1.00075	0.00435 ± 0.00048
K^+	0.80732 ± 0.00037	0.80760 ± 0.00037	0.80443 ± 0.00037	1.00036	0.00393 ± 0.00065
K^-	0.78227 ± 0.00039	0.78317 ± 0.00039	0.77942 ± 0.00039	1.00115	0.00478 ± 0.00070
$3 < p_T < 10 \text{ ГэВ}$					
π^\pm	0.81148 ± 0.00026	0.81253 ± 0.00027	0.80835 ± 0.00028	1.00129	0.00514 ± 0.00048
π^+	0.80959 ± 0.00037	0.81079 ± 0.00039	0.80666 ± 0.00040	1.00148	0.00509 ± 0.00069
π^-	0.81336 ± 0.00037	0.81426 ± 0.00039	0.81004 ± 0.00040	1.00110	0.00518 ± 0.00068
K^\pm	0.82403 ± 0.00024	0.82483 ± 0.00024	0.82173 ± 0.00024	1.00096	0.00376 ± 0.00041
K^+	0.83136 ± 0.00033	0.83206 ± 0.00034	0.82918 ± 0.00034	1.00084	0.00346 ± 0.00057
K^-	0.81672 ± 0.00035	0.81761 ± 0.00035	0.81429 ± 0.00035	1.00108	0.00406 ± 0.00060
$10 < p_T < 50 \text{ ГэВ}$					
π^\pm	0.81742 ± 0.00022	0.81807 ± 0.00023	0.81465 ± 0.00024	1.00079	0.00417 ± 0.00041
π^+	0.81538 ± 0.00032	0.81670 ± 0.00033	0.81314 ± 0.00034	1.00162	0.00437 ± 0.00058
π^-	0.81945 ± 0.00031	0.81943 ± 0.00033	0.81618 ± 0.00034	0.99997	0.00397 ± 0.00058
K^\pm	0.82564 ± 0.00021	0.82631 ± 0.00021	0.82349 ± 0.00021	1.00081	0.00341 ± 0.00036
K^+	0.82854 ± 0.00029	0.82912 ± 0.00029	0.82629 ± 0.00029	1.00069	0.00341 ± 0.00050
K^-	0.82274 ± 0.00029	0.82351 ± 0.00030	0.82070 ± 0.00030	1.00093	0.00341 ± 0.00051
Диапазоны $ \eta $					
$ \eta < 1.3$					
π^\pm	0.93113 ± 0.00018	0.93106 ± 0.00019	0.92821 ± 0.00019	0.99993	0.00307 ± 0.00029
π^+	0.93056 ± 0.00025	0.93069 ± 0.00026	0.92812 ± 0.00027	1.00014	0.00276 ± 0.00041
π^-	0.93170 ± 0.00025	0.93144 ± 0.00026	0.92829 ± 0.00027	0.99973	0.00338 ± 0.00041
K^\pm	0.93298 ± 0.00017	0.93290 ± 0.00017	0.93097 ± 0.00017	0.99992	0.00207 ± 0.00025
K^+	0.93872 ± 0.00022	0.93865 ± 0.00023	0.93684 ± 0.00023	0.99993	0.00192 ± 0.00034
K^-	0.92725 ± 0.00024	0.92716 ± 0.00025	0.92510 ± 0.00025	0.99990	0.00222 ± 0.00037
$1.3 < \eta < 1.9$					
π^\pm	0.87372 ± 0.00034	0.87068 ± 0.00036	0.86539 ± 0.00038	0.99652	0.00608 ± 0.00060
π^+	0.87220 ± 0.00049	0.86917 ± 0.00052	0.86387 ± 0.00053	0.99652	0.00610 ± 0.00085
π^-	0.87525 ± 0.00048	0.87220 ± 0.00051	0.86693 ± 0.00053	0.99652	0.00605 ± 0.00084
K^\pm	0.88514 ± 0.00031	0.88313 ± 0.00032	0.87834 ± 0.00032	0.99774	0.00542 ± 0.00051
K^+	0.89373 ± 0.00042	0.89189 ± 0.00043	0.88758 ± 0.00043	0.99794	0.00483 ± 0.00069
K^-	0.87653 ± 0.00045	0.87436 ± 0.00046	0.86910 ± 0.00046	0.99753	0.00602 ± 0.00075
$1.9 < \eta < 2.1$					
π^\pm	0.86278 ± 0.00062	0.85800 ± 0.00066	0.85239 ± 0.00068	0.99446	0.00654 ± 0.00109
π^+	0.86081 ± 0.00087	0.85525 ± 0.00093	0.85005 ± 0.00096	0.99354	0.00608 ± 0.00156
π^-	0.86475 ± 0.00087	0.86075 ± 0.00092	0.85473 ± 0.00095	0.99537	0.00699 ± 0.00153
K^\pm	0.87467 ± 0.00056	0.87194 ± 0.00057	0.86630 ± 0.00057	0.99688	0.00647 ± 0.00092
K^+	0.88249 ± 0.00077	0.87981 ± 0.00078	0.87466 ± 0.00079	0.99696	0.00586 ± 0.00126
K^-	0.86682 ± 0.00081	0.86405 ± 0.00083	0.85793 ± 0.00083	0.99680	0.00708 ± 0.00135
$2.1 < \eta < 2.3$					
π^\pm	0.87430 ± 0.00059	0.87111 ± 0.00063	0.86518 ± 0.00065	0.99636	0.00681 ± 0.00104
π^+	0.87320 ± 0.00084	0.86835 ± 0.00090	0.86342 ± 0.00093	0.99445	0.00568 ± 0.00148
π^-	0.87539 ± 0.00083	0.87386 ± 0.00088	0.86694 ± 0.00092	0.99825	0.00792 ± 0.00145
K^\pm	0.88311 ± 0.00054	0.88118 ± 0.00055	0.87688 ± 0.00055	0.99782	0.00488 ± 0.00088
K^+	0.89096 ± 0.00074	0.88884 ± 0.00076	0.88320 ± 0.00077	0.99762	0.00635 ± 0.00121
K^-	0.87527 ± 0.00079	0.87354 ± 0.00080	0.87057 ± 0.00080	0.99802	0.00340 ± 0.00129
$2.3 < \eta < 2.5$					
π^\pm	0.80088 ± 0.00071	0.82193 ± 0.00072	0.81692 ± 0.00074	1.02629	0.00609 ± 0.00125
π^+	0.79862 ± 0.00102	0.81959 ± 0.00102	0.81468 ± 0.00105	1.02625	0.00599 ± 0.00178
π^-	0.80313 ± 0.00101	0.82427 ± 0.00101	0.81915 ± 0.00104	1.02632	0.00621 ± 0.00175
K^\pm	0.81598 ± 0.00065	0.83496 ± 0.00063	0.82858 ± 0.00064	1.02327	0.00765 ± 0.00107
K^+	0.82686 ± 0.00090	0.84346 ± 0.00088	0.83764 ± 0.00088	1.02008	0.00690 ± 0.00147
K^-	0.80508 ± 0.00095	0.82646 ± 0.00091	0.81951 ± 0.00092	1.02655	0.00841 ± 0.00156