

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи



Егорычев Артём Викторович

Изучение распадов B_c -мезонов с чармонием и многочастичными
адронными состояниями в эксперименте LHCb

Специальность 1.3.15. — «физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Перейма Дмитрий Юрьевич

Москва 2024

Оглавление

Введение		5
1	Установка ЛНСь на ускорителе БАК	15
1.1	Ускоритель ЛНС	15
1.2	Спектрометр ЛНСь	17
1.3	Трековая система	19
1.3.1	Вершинный детектор	20
1.3.2	Трековые станции	22
1.4	Система идентификации частиц	24
1.4.1	Детекторы колец черенковского излучения	24
1.4.2	Калориметрическая система установки ЛНСь	26
1.4.3	Мюонная система эксперимента ЛНСь	31
1.5	Триггерная система	32
1.6	Система сбора и хранения информации	35
1.7	Использование современных методов программирования в эксперименте ЛНСь	38
1.7.1	Метод распараллеливания данных в физическом анализе	39
1.7.2	Метод машинного обучения в анализе физических данных	42
1.7.3	Метод устранения эффекта многократного счета в анализируемых данных	44
2	Изучение распадов B_c^+ мезонов с чармонием и тремя легкими адронами	48
2.1	Введение в физику B_c^+ -мезонов	48
2.2	Отбор сигнальных событий	50
2.3	Определение выхода числа сигнальных событий	55
2.4	Изучение резонансных структур	60
2.5	Эффективность восстановления событий	64
2.5.1	Коррекция данных математического моделирования	64
2.5.2	Эффективность генератора и аксептанса установки	65
2.5.3	Эффективность реконструкции и отбора событий	69
2.5.4	Эффективность идентификации адронов	69

2.5.5	Эффективность триггерной системы	72
2.5.6	Отношение полных эффективностей распадов	73
2.6	Вычисление отношения парциальных ширин	75
2.7	Систематические неопределенности	76
2.8	Результаты и выводы	79
3	Изучение распадов B_c^+ мезонов с чармонием и многочастичными адронными состояниями	83
3.1	Отбор сигнальных событий	83
3.2	Определение выхода числа сигнальных событий	87
3.3	Изучение резонансных структур	91
3.4	Эффективность восстановления событий	93
3.4.1	Эффективность генератора и акцептанса установки	94
3.4.2	Эффективность реконструкции и отбора событий	95
3.4.3	Эффективность идентификации адронов	96
3.4.4	Эффективность триггерной системы	97
3.4.5	Отношение полных эффективностей	98
3.5	Вычисление отношения парциальных ширин	99
3.6	Систематические неопределенности	100
3.7	Результаты и выводы	103
4	Изучение распадов B_c^+ мезонов с P-волновым чармонием в конечном состоянии	105
4.1	Отбор сигнальных событий	106
4.2	Определение числа сигнальных событий	111
4.3	Эффективность восстановления событий	115
4.3.1	Эффективность генератора и акцептанса установки	116
4.3.2	Эффективность реконструкции и отбора событий	118
4.3.3	Эффективность триггерной системы	119
4.3.4	Эффективность классификатора BDTG	120
4.3.5	Поправки к эффективности восстановления треков	121
4.3.6	Поправки к эффективности восстановления фотонов	122
4.3.7	Отношение полных эффективностей	123
4.4	Вычисление отношения парциальных ширин	124
4.5	Систематические неопределенности	124
4.6	Результаты и выводы	128

Заключение	130
Благодарности	132
Список рисунков	133
Список таблиц	136
Список литературы	140

Введение

За последние десятилетия физика высоких энергий пережила взрывной период развития. В основе современной теоретической физики высоких энергий лежит Стандартная модель (СМ). Это теория, в которой электрослабые и сильные взаимодействия частиц описываются самосогласованным образом. Предсказания СМ с невероятной точностью и неоднократно подтверждались экспериментально. Главным успехом СМ стало открытие бозона Хиггса в 2012 году [1, 2]. Это дало импульс не только к изучению свойств бозона Хиггса, но и к поиску новых распадов открытой частицы. Измеренные характеристики бозона Хиггса находятся в прекрасном согласии с предсказаниями СМ. Однако наряду с потрясающими успехами СМ в физике элементарных частиц остаются экспериментальные факты, которые указывают на ее неполноту. Например, необъяснимыми явлениями остаются: проблема иерархии масс фундаментальных частиц (нет кандидатов на роль частиц темной энергии и темной материи), наличие массы у нейтрино, преобладание вещества над антивеществом во Вселенной и др.

Приоритетной и основной целью исследований на Большом адронном коллайдере (БАК) является точная проверка положений СМ. Важное значение среди таких исследований имеют, например, измерение парциальных ширин распадов редких процессов, эффектов нарушения CP-симметрии, измерение времени жизни и массы тяжелых адронов. Экспериментальное наблюдение несоответствия результата измерений и предсказаний СМ для редких процессов, содержащих b -кварк, будут свидетельствовать о проявлении физики вне рамок СМ. Исследование и изучение основных характеристик распадов адронов, содержащих b -кварк, представляет интерес для проверки основных выводов квантовой хромодинамики (КХД). Большое сечение рождения b -кварка в экспериментах БАК по отношению к экспериментам на электрон-позитронных машинах является несомненным преимуществом для изучения физики B -мезонов. За последнее десятилетие в экспериментах БАК было открыто большое количество новых адронов, содержащих b -кварк. Кроме того, в этих экспериментах существует возможность исследования всех типов прелестных адронов, вплоть до B_c^+ -мезонов.

Система $(\bar{b}c)$ с открытыми очарованием и прелестью выделяется среди тяжелых кваркониев. В отличие от достаточно точно описываемых теоретически и хорошо экспериментально изученных систем, как чармоний $(c\bar{c})$ или ботомоний $(b\bar{b})$, семейство B_c^+ -мезонов имеет специфические механизмы образования, спектроскопию и распады. Их исследование позволит существенно расширить понимание динамики КХД и продвинуться в понимании важнейших параметров электрослабой теории.

Актуальность темы диссертации

B_c^+ -мезон был открыт в экспериментах на коллайдере Tevatron [3, 4] более 25 лет назад. Однако до проведения исследований в этой области экспериментами БАК были зарегистрированы всего лишь несколько мод его распадов [5]. Изучение свойств этих частиц было невозможно в экспериментах на электрон-позитронных машинах. Эксперименты на ускорительном комплексе БАК предоставили новые возможности для исследований свойств B_c^+ -мезонов. Благодаря высокому сечению рождения прелестных кварков при энергиях ускорительного комплекса БАК, появилась возможность изучать не только свойства нейтральных или заряженных B -мезонов, но и более тяжелых частиц, таких как B_c^+ -мезоны. Установка LHCb на ускорительном комплексе БАК является уникальным спектрометром, который позволяет изучать свойства прелестных адронов и их возбужденных состояний.

Для поиска редких явлений на фоне большого количества вторичных процессов все большее значение приобретают алгоритмы машинного обучения, используемые в настоящее время для обработки и анализа данных. Машинное обучение – это область искусственного интеллекта, в которой применяются статистические методы, позволяющие компьютерным системам обучаться на основе входных данных без прямого программирования [6]. Алгоритмы машинного обучения широко используются для классификации данных и проведения анализа в различных областях, таких как биоинформатика, техническая и медицинская диагностика, распознавание жестов и др. В физике высоких энергий и физике элементарных частиц преимущественно машинное обучение применяется для подавления фоновых и выделения редких сигнальных событий.

В научных исследованиях алгоритмы машинного обучения и нейронные сети являются обязательным условием современного эксперимента. Применение алгоритмов машинного обучения позволяет расширить возможности программно-аппаратного комплекса физических детекторов и автоматизировать процесс классификации сигнальных и фоновых распадов с высокой эффективностью по сравнению с традиционными методами на основе ограничений. Впервые в эксперименте ЛНСб успешно применен метод восстановления редких распадов B_c^+ -мезона с использованием современных достижений машинного обучения.

Цели и задачи исследования

Исследования проводятся в рамках участия Курчатовского комплекса теоретической и экспериментальной физики НИЦ «Курчатовский институт» в международном содружестве ЛНСб. Диссертация посвящена поиску новых распадов B_c^+ -мезонов с чармонием в конечном состоянии и естественным образом объединяет три анализа. Обнаружение новых распадов B_c^+ -мезонов и измерение их вероятностей распадов способствует проверке предсказаний СМ. Обнаружение новых каналов распадов и измерение парциальной ширины этих распадов обогащает экспериментальные знания об этих распадах и, как следствие, позволяет улучшить или построить новые теоретические модели.

Диссертационная работа посвящена экспериментальной проверке Стандартной модели, а именно, поиску новых редких распадов B_c^+ -мезонов в конечном состоянии, содержащее S- и P-волновой чармоний (J/ψ , $\psi(2S)$, $\chi_{c1,2}$). Для поиска новых распадов были использованы данные, набранные экспериментом ЛНСб в первом RunI и втором RunII сеансах 2011 – 2018 гг., при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 9 фб⁻¹. Также были разработаны алгоритмы распараллеливания задач для поиска редких распадов B_c^+ -мезонов, которые успешно интегрированы в общее программное обеспечение эксперимента ЛНСб.

Научная новизна:

- впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$;
- впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ и показан доминирующий вклад от распада K^{*0} -состояния;
- впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$ и показан доминирующий вклад от распада ϕ -мезона;
- впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ в канале $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$;
- выполнено первое наблюдение распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$;
- впервые исследована система, состоящая из трех заряженных пионов, в канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ и показан доминирующий вклад через распад $a_1(1260)^+$ -состояния;
- впервые исследована система, состоящая из двух заряженных адронов, в канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$ и показан доминирующий вклад от распада \bar{K}^{*0} -мезона и подавление распада через ϕ -мезон;
- впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$;
- впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала

$$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-;$$

– выполнено первое наблюдение распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$;

– впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ и измерена его парциальная ширина относительно нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$;

– впервые установлен верхний предел на отношение парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$.

Практическая полезность

Тема исследования диссертационной работы соответствует физической программе эксперимента ЛНСб, а именно направлению, которое включает изучение редких распадов тяжелых мезонов в конечные состояния, содержащие чармониевый резонанс (J/ψ -, $\psi(2S)$ -, $\chi_{c1,2}$ -мезоны). Результаты, полученные в работе, приведены в таблице свойств элементарных частиц и послужили началом для серии дальнейших исследований.

В ходе выполнения работы было разработано программное обеспечение, позволяющее улучшить существующие методы обработки и классификации данных, используемые в коллаборации ЛНСб. Для выполнения исследований было усовершенствовано программное обеспечение, с помощью которого производится анализ данных с применением методики распараллеливания алгоритмов. Программное обеспечение, разработанное в ходе диссертационной работы, широко используется в коллаборации для проведения других исследований.

Основные положения, выносимые на защиту:

– метод отбора и реконструкции распадов B_c^+ -мезона с чармонием и тремя легкими адронами ($B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$) в условиях эксперимента ЛНСб;

– шесть отношений парциальных ширин распадов B_c^+ -мезона:
 $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и
 $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$,
 $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ и
 $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$;

– метод отбора и реконструкции распадов B_c^+ -мезона с чармонием и многочастичными адронными состояниями ($B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$,
 $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ и $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$) в
условиях эксперимента LHCb;

– три отношения парциальных ширин распадов B_c^+ -мезона:
 $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ и
 $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$;

– метод отбора и реконструкции распадов B_c^+ -мезона с P-волновым чармонием в конечном состоянии в условиях эксперимента LHCb;

– отношение парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$;

– верхний предел на отношение парциальных ширин распадов
 $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$;

– разработка программного обеспечения для ускорения анализа и распараллеливания задач в эксперименте LHCb.

Достоверность результатов и выводов

Достоверность результатов и выводов, полученных в работе, обусловлена использованием стандартных программных пакетов, разработанных специально для математического моделирования физических процессов эксперимента LHCb, дополнительными независимыми исследованиями внутри содружества LHCb и сравнением результатов с теоретическими предсказаниями Стандартной модели. Результаты и выводы исследований проходили широкое обсуждение в коллаборации LHCb при подготовке анализов к публикациям.

Измеренные отношения парциальных ширин представлены в таблице свойств элементарных частиц в редакции 2024 года.

Апробация работы и публикации

Материалы и выводы, изложенные в данной диссертационной работе, были опубликованы в девяти статьях, восемь из которых удовлетворяют требованиям ВАК:

1. R. Aaij, ... , A. Egorychev, ... , *et al.*, Study of B_c^+ decays to charmonia and three light hadrons, *ЖНЕР* **01** (2022) 065.
2. А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма, Изучение новых распадов B_c^+ мезонов с чармонием и легкими адронами в эксперименте ЛНСб. *Ядерная физика и инжиниринг* т. 13, № 4 (2022) 399.
3. А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма, Изучение новых распадов B_c^+ мезонов с чармонием и легкими адронами в конечном состоянии. *Краткие сообщения по физике ФИАН* т. 50, № 3 (2023) 14.
4. R. Aaij, ... , A. Egorychev, ... , *et al.*, Study of B_c^+ meson decays to charmonia plus multihadron final states, *ЖНЕР* **07** (2023) 198.
5. R. Aaij, ... , A. Egorychev, ... , *et al.*, Study of $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ decays, *ЖНЕР* **02** (2024) 173.
6. Egorychev, A. V., Belyaev, I. M., Ovsyannikova, T. A., Using parallelization in LHCb physics data analysis, *Phys. Atom. Nuclei* **84** (2021) 1938.
7. А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма, Разработка алгоритма машинного обучения для поиска новых распадов B_c^+ мезонов с чармонием и многочастичными адронными состояниями, *Вестник Южно-Уральского государственного университета* т. 16, № 1 (2023) 108.
8. А. В. Егорычев, И. М. Беляев, Т. А. Овсянникова, Распараллеливание в задачах анализа физических данных эксперимента ЛНСб, *Программные продукты и системы* т. 34, № 1 (2021) 189.
9. А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма, Использование методов машинного обучения для поиска новых распадов мезонов в эксперименте ЛНСб на большом адронном коллайдере, *Искусственный интеллект в автоматизированных системах управления и обработки данных* т. 1, (2022) 192.

Результаты всех исследований регулярно обсуждались на внутренних совещаниях коллаборации ЛНСб, докладывались лично автором на семинарах НИЦ «Курчатовский институт» и различных конференциях:

1. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике, (г. Москва, Россия, 16 – 19 ноября 2020 года);
2. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике, (г. Москва, Россия, 15 – 18 ноября 2021 года);
3. Конференция «Искусственный интеллект в автоматизированных системах управления и обработки данных», (г. Москва, Россия, 27 – 28 апреля 2022 года);
4. 55-я Зимняя школа Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт», (г. Гатчина, Россия, 13 – 18 марта 2023 года);
5. 56-я Зимняя школа Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт», (г. Гатчина, Россия, 17 – 22 марта 2024 года);
6. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов–2024», (г. Москва, Россия, 12 – 26 апреля 2024 года).

Исследования отмечены следующими дипломами:

- почетная грамота за лучший доклад в рамках Молодежной конференции по теоретической и экспериментальной физике МКТЭФ–2021, (г. Москва, Россия, 15 – 18 ноября 2021 года);
- диплом победителя 55-й Зимней Школы ПИЯФ в номинации лучший стендовый доклад, (г. Гатчина, Россия, 13 – 18 марта 2023 года).

Личный вклад диссертанта

Результаты, вынесенные на защиту, получены автором лично или при его решающем участии. Автор разрабатывает программное обеспечение эксперимента, участвует в его дальнейшем внедрении и принимает активное участие в обработке данных эксперимента (методика отбора и оптимизации сигналов, вычисление эффективностей, изучение систематических ошибок, подготовка материалов к публикации в научных журналах). Автор принимает активное участие в работе международной физической группы в коллаборации ЛНСб по исследованию в области редких распадов с чармонием в конечном состоянии.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 145 страниц, включая 34 рисунка и 61 таблицу. Список литературы содержит 106 наименований.

Текст диссертации организован следующим образом:

– **во введении** дается краткая характеристика исследований, представлено описание актуальности темы диссертации, сформулированы цели и задачи исследований, показаны практическая значимость и новизна работы, приведено краткое описание содержания диссертации;

– **в первой главе** представлено краткое описание спектрометра ЛНСб (с помощью которого были набраны данные, используемые в работе), перечислены основные подсистемы детектора, их устройство и характеристики, изложен принцип работы триггерной системы, сделан обзор программного обеспечения, используемого для обработки и хранения данных, приведена реализация современных методов программирования обработки данных эксперимента;

– **вторая глава** посвящена описанию исследования по поиску новых редких распадов B_c^+ -мезона с чармонием и тремя легкими адронами в конечном состоянии, описаны методы отбора и реконструкции экспериментальных данных, представлены наблюдаемые сигналы новых распадов. В главе проведены вычисления отношений парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$. Изучены вклады промежуточных резонансов в системах легких адронов. Представлены источники систематических неопределенностей. Проведено сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными результатами.

– **третья глава** посвящена описанию исследования по поиску новых редких распадов B_c^+ -мезона с чармонием и многочастичными адронными состояниями, изучены методы отбора и реконструкции экспериментальных

данных, показаны наблюдаемые сигналы новых распадов. В главу входят вычисления отношения парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$. Исследованы вклады промежуточных резонансов в системах легких адронов. Представлены источники систематических неопределенностей. Проведено сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными результатами;

– **четвертая глава** посвящена описанию исследования по поиску новых редких распадов B_c^+ -мезона с P-волновым чармонием в конечном состоянии, изучены методы отбора и реконструкции экспериментальных данных, показаны наблюдаемые сигналы новых распадов. В главе проведены вычисления отношения парциальной ширины изучаемого распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$ к парциальной ширине нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. Установлен верхний предел на отношение парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$. Представлены источники систематических неопределенностей. Проведено сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными результатами;

– **в заключении** приведены основные результаты диссертационной работы.

1 Установка ЛHCb на ускорителе БАК

Диссертационная работа выполнена с использованием физических данных, набранных установкой ЛHCb на Большом адронном коллайдере. В этой главе описана установка ЛHCb и приведены ее основные характеристики.

1.1 Ускоритель ЛHC

Ускоритель БАК (ЛHC) находится на границе Франции и Швейцарии (на окраине г. Женева) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) и представляет собой кольцевой ускоритель заряженных частиц на встречных пучках. Длина кольца составляет 27 км и оно расположено под землей на глубине 45 – 110 м [7]. Коллайдер осуществляет столкновение протонов и ионов свинца (pp -, pPb -, $PbPb$ -столкновениях).

Сгруппированные в сгустки заряженные частицы двигаются по двум ускорительным кольцам навстречу друг другу в противоположных направлениях. Магнитное поле обеспечивается сверхпроводящими дипольными магнитами. Количество сгустков в пучке – 2808, временной интервал между столкновениями – 25 нс, в каждом сгустке ускоренных протонов находится примерно 10^{11} частиц. Конструкция коллайдера БАК обеспечивает столкновения пучков заряженных частиц в четырех точках пересечения. В каждой точке столкновения пучков расположены универсальные спектрометры.

Для ускорения протонов и ионов свинца до энергий коллайдера БАК поэтапно используются основные элементы ускорительного комплекса ЦЕРНа. Полученные в результате ионизации водорода протоны в дальнейшем формируют сгустки для ускорения. Ускорение протонов до расчетного значения происходит не сразу, а с помощью каскада накопительных колец с увеличением энергии (рис. 1). Линейный ускоритель LINAC2 служит для начального ускорения частиц до энергии 50 МэВ. После этого предварительно ускоренный сгусток попадает в бустерное кольцо (PSB) и в нем ускоряется до 1,4 ТэВ. Следующим этапом ускорения является протонный синхротрон (PS) с энергией на выходе 25 ТэВ. После этого сгусток заряженных частиц попадает в ускоритель

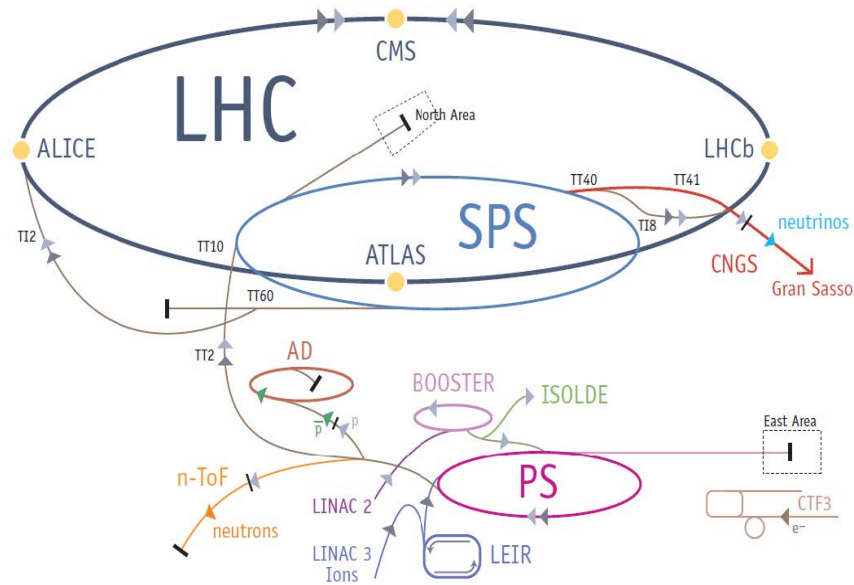


Рисунок 1 — Схематическое изображение ускорительного комплекса БАК

SPS (протонный суперсинхротрон) и в нем разгоняется до энергии 450 ГэВ. И только после такого каскадного процесса частицы направляются в главное кольцо коллайдера БАК, где окончательно ускоряются до номинальной энергии. Ускорение ионов свинца осуществляется с использованием альтернативной последовательности инжекторов. Таким образом, появляется возможность в экспериментах производить набор физических данных в ион-ионных или протон-ионных столкновениях.

Проектная мгновенная светимость ускорителя ЛНС составляет значение $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (уже превышена в 1,5 раза в 2016 г.) при столкновениях протонов с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$. В период набора данных в сеансе 1 (2010 – 2011 гг.) энергия столкновения протонов была $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. В дальнейшем (2012 г.) она была повышена до 8 ТэВ. В 2013 – 2014 гг. была выполнена плановая остановка ускорителя БАК для проведения профилактических работ и замены вышедших из строя элементов. В сеансе 2 (2015 – 2018 гг.) энергия столкновения протонов была увеличена до 13 ТэВ.

На БАК существуют четыре точки пересечения пучков, которые соответствуют расположению четырех многоцелевых спектрометров: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [8], CMS (Compact Muon Solenoid) [9], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [10] и LHCb (LHC-beauty) [11]. Экспериментальные установки ATLAS и CMS расположены на двух диаметрально противоположных прямых секциях коллайдера. Они являются многоцелевыми спектрометрами для поиска и изучения свойств бозона Хиггса, исследования

свойств тяжелых адронов, поиска суперсимметричных партнеров СМ. Ключевым элементом физической программы эксперимента ALICE является поиск и изучение кварк-глюонной плазмы, возникающей в результате столкновений тяжелых ядер. Основной задачей установки ЛНСб является изучение распадов тяжелых адронов, изучение явлений CP -нарушения в распадах частиц, содержащих b -кварк и поиск процессов, которые не описываются Стандартной моделью. В следующем разделе будет приведено более детальное описание ключевых элементов детектора ЛНСб.

1.2 Спектрометр ЛНСб

На рисунке 2 показан общий вид установки ЛНСб. Из него следует, что детектор ЛНСб относится к классу передних одноплечевых установок. Геометрический угол захвата детектора в горизонтальной плоскости составляет $10 - 300$ мрад, а в вертикальной – $10 - 250$ мрад [12]. Геометрия спектрометра продиктована особенностями рождения $b\bar{b}$ кварковой пары. Импульс кварковой пары направлен вперед (вдоль оси столкновения протонов). Таким образом, образованные прелестные кварки двигаются в узком конусе вдоль оси взаимодействия протонов. Для удобства проведения анализа в эксперименте ЛНСб используют правую систему координат с началом в точке взаимодействия пучков. Естественным образом ось z направлена вдоль оси взаимодействия протонов (вправо), ось x – горизонтально от точки взаимодействия в центр кольца, а ось y – вертикально вверх. Плоскость x, y называется поперечной плоскостью. Компонент импульса в этой плоскости является поперечным импульсом. При использовании полярных и азимутальных углов (θ, ϕ) , они определяются как сферические координаты относительно x, y, z осей.

При наборе физических данных в эксперименте ЛНСб используется расфокусировка протонов при подходе их к точке взаимодействия. Это приводит к уменьшению светимости. Но за счет этого достигается особый режим работы установки, когда в среднем на одно пересечение пучков происходит одно взаимодействие. Это позволяет очень точно и эффективно реконструировать события. Полная интегральная светимость, набранная экспериментом, в сеансе RunI (2010–2011 гг.) составляет 3 фб^{-1} и в сеансе RunII (2015–2018 гг.) – 6 фб^{-1} .

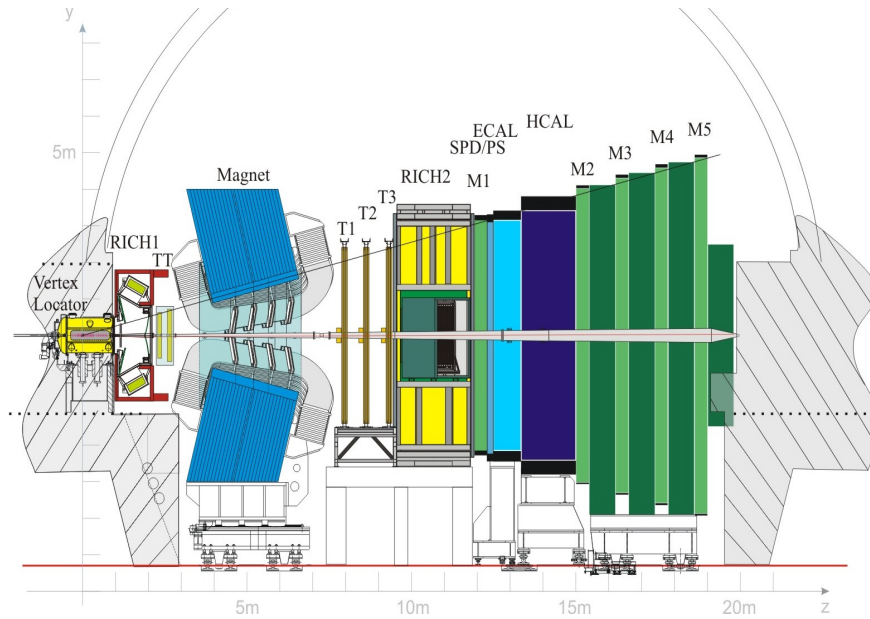


Рисунок 2 — Схематическое изображение детектора LHCb

Спектрометр LHCb состоит из трековых детекторов и системы идентификации вторичных частиц. В трековую систему входят: вершинный детектор VELO, триггерный трекер ТТ и три станции трековой системы (Т1–Т3). Детектор VELO и трековая станция ТТ представляют собой кремниевые микрополосковые детекторы, установленные перед дипольным магнитом. Станции Т1 – Т3 располагаются после магнита, и каждая из них состоит из внутреннего кремниевого детектора (Inner Tracker, IT) и внешнего детектора (Outer Tracker, OT). Станции ТТ и IT объединяются в кремниевый трекер (ST). Важным требованием к конструкции детектора LHCb является наличие высокоэффективной системы идентификации частиц.

В систему идентификации заряженных частиц входят: два детектора колец черенковского излучения [13], система калориметров и мюонная система. Идентификация заряженных адронов (каонов, пионов, протонов) происходит двумя детекторами колец черенковского излучения (до магнита RICH1, после магнита RICH2). Идентификация фотонов, электронов и нейтральных пионов, которые имеют большую поперечную энергию, осуществляется калориметрической системой [14]. Конструкция подсистем калориметрической системы позволяет не только определять сорт частиц, но и обеспечивает измерение координат электромагнитных ливней. В калориметрическую систему входят: сцинтилляционно-падовый детектор (SPD), предливневый детектор (PS), адронный калориметр (HCAL) и электромагнитный калориметр (ECAL).

Идентификация мюонов основывается на информации мюонной системы (МЮОН). Конструктивно она состоит из плоскостей многопроволочных пропорциональных камер (М1 – М5), которые разделены между собой абсорбером из железа [15]. Станция М1 расположена перед калориметрической системой, а станции М2 – М5 – после нее.

Для режекции фоновых событий и сохранения информации сигнальных событий, которые обладают специальными признаками, в эксперименте используется многоуровневая триггерная система [16]. Она объединяет и анализирует информацию, поступающую от различных подсистем установки ЛНСб. Триггерная система состоит из нескольких уровней и является иерархической. Первым уровнем является аппаратный уровень L0, который на входе имеет поток данных с частотой 40 МГц, а на выходе – 1 МГц. Информация для принятия решения поступает как с мюонной, так и с калориметрической систем. В случае положительного решения уровень L0 передает информацию о событии на программные уровни высших порядков HLT1 и HLT2. На этом этапе для обработки уже доступна информация со всех подсистем установки. Уровни триггера HLT1 и HLT2 обрабатывают информацию на специальной компьютерной ферме, которая состоит из 1350 вычислительных узлов. В случае положительного принятия решения триггером событие направляется для дальнейшего анализа в систему хранения и сбора информации. Ниже представлено более детальное описание основных подсистем установки ЛНСб, а также описание системы хранения и сбора информации.

1.3 Трековая система

Для трековых измерений применяются различные типы детекторов в зависимости от их приложения и назначения. Трековая система спектрометра ЛНСб, как уже упоминалось ранее, включает в себя вершинный детектор VELO и трековые системы (ТТ, Т1 – Т3). Главная задача трековой системы – измерение пространственных координат траекторий заряженных частиц и определение величины импульса. По искривлению траектории заряженной частицы в магнитном поле можно измерить ее импульс. В установке ЛНСб значение интеграла магнитного поля составляет $4 \text{ Тл} \times \text{м}$ [17]. Вершинный детектор VELO

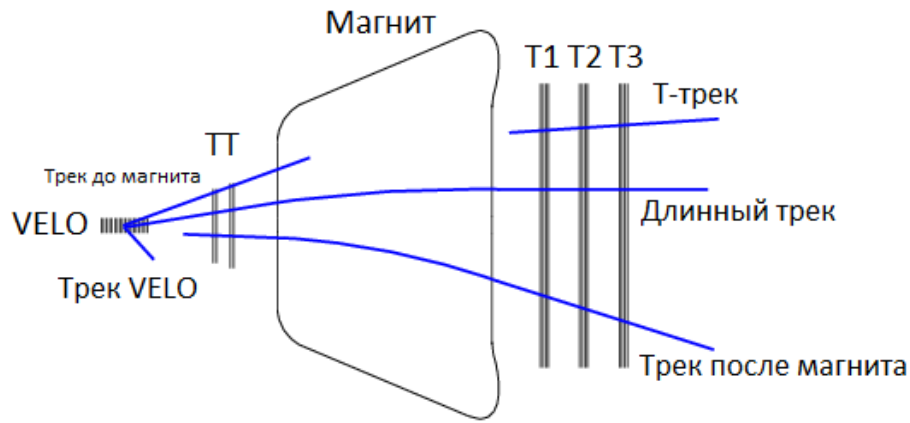


Рисунок 3 — Классификация треков в установке LHCb

и трековая система позволяют реконструировать сегмент трека до магнита. После магнита трек восстанавливается трековыми станциями T1 – T3. Объединяя информацию о сегменте трека до магнита и сегмент трека после магнита и зная интеграл магнитного поля, можно вычислить импульс частицы (рис. 3).

1.3.1 Вершинный детектор

Точку взаимодействия протонов (первичная вершина) окружает вершинный детектор. Он используется не только для получения импульса частиц, но и позволяет точно определить геометрические координаты рождения и распада короткоживущих частиц. Информация вершинного детектора VELO используется для определения геометрических координат первичных вершин (точка столкновения протонов), координат вторичных вершин (точка распада короткоживущих частиц) и позволяет вычислить прицельный параметр частицы относительно первичной вершины. Для этого используют чувствительные элементы с высокой степенью гранулярности.

Вершинный детектор VELO является наиболее близко расположенной к оси пучка подсистемой установки LHCb. Схематический вид системы показан на рисунке 4. Детектор VELO – микрополосковый кремниевый детектор. Он состоит из набора модулей, которые ориентированы перпендикулярно оси пучка. Индивидуальный модуль состоит из двух чувствительных сенсоров, которые склеены друг с другом. Один из них измеряет радиальную координату частицы (r -сенсор), другой – полярную координату (ϕ -сенсор). Цилиндрическая

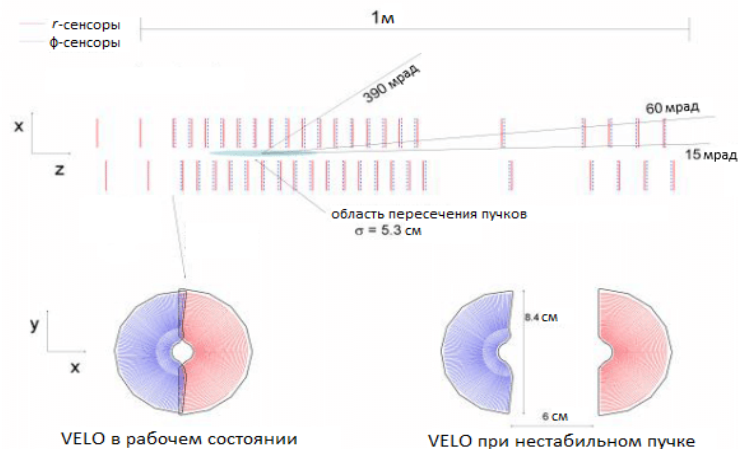


Рисунок 4 — Схематический вид сечения вершинного детектора и положение полудисков при стабильном и нестабильном пучке

система координат используется для уменьшения времени, затрачиваемого на реконструкцию трека. Это необходимо для быстрой обработки события в триггерной системе. Координата z определяется местом положения модуля.

Вершинный детектор состоит из 21 модуля. Расстояние между модулями вдоль оси z составляет около 6 см. Шесть модулей расположены до точки взаимодействия, оставшиеся 15 модулей – после. Регистрирующие модули выполнены в виде половины диска толщиной 300 мкм и внешним радиусом 42 мм. Полная длина вершинного детектора составляет 1 м. В процессе набора физических данных чувствительные элементы находятся на расстоянии 0,7 см от оси пучка. В период нестабильных пучков (инжекция, стабилизация орбит) половинки могут быть разведены на 6 см друг от друга. Это предусмотрено для защиты детектора от выхода из строя. После стабилизации пучков полудиски сводятся в рабочее положение.

В ходе выполнения калибровочных сеансов была измерена точность восстановления первичной вершины. Для этого использовали вершины, содержащие 25 треков. Точность в плоскости xy для таких вершин составила 13 мкм, а точность вдоль оси z – 71 мкм. Также была измерена и точность определения прицельного параметра. Она составляет 20 мкм для треков, импульс которых больше 1 ГэВ/с ($p > 1$ ГэВ/с) [18].

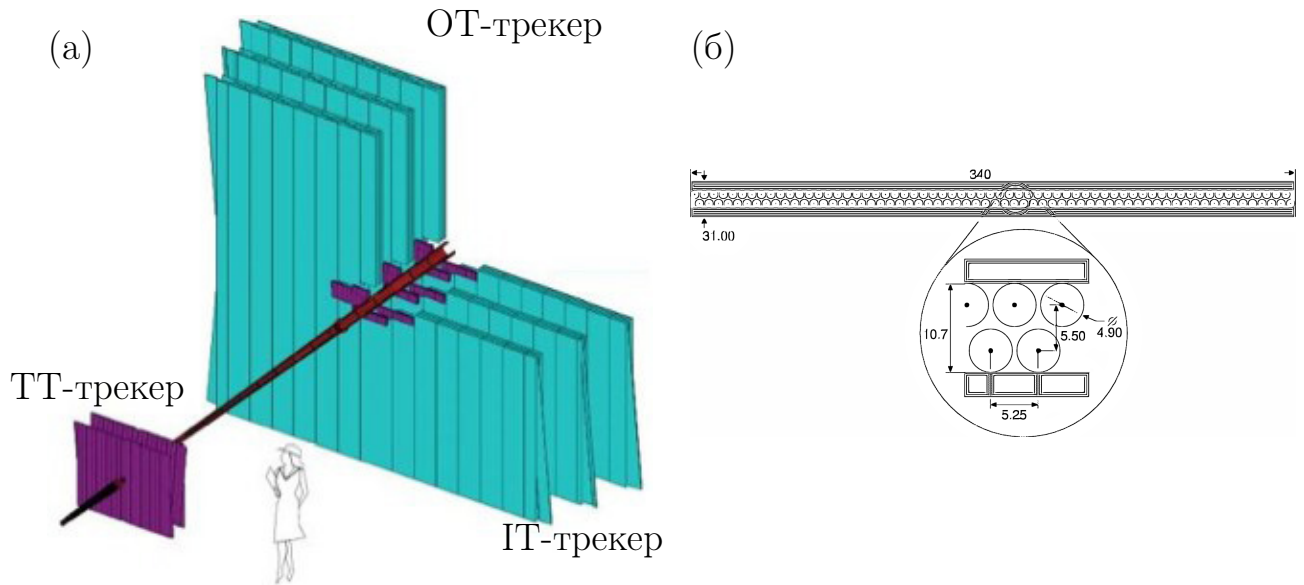


Рисунок 5 — Схематический вид трековых станций эксперимента LHCb (а). Сечение модуля внешней части IT-трекера (б).

1.3.2 Трековые станции

Треки заряженных частиц, которые попадают в аперттуру детектора, восстанавливаются TT-трекером и T1 – T3 трековыми станциями. Трековая станция TT расположена между детектором RICH1 и дипольным магнитом. Станция TT предназначена для восстановления частиц, распадающихся вне детектора VELO, и для восстановления треков частиц, которые не имеют сегментов в трекере за магнитом. Детектор TT представляет собой плоскую станцию, которая состоит из четырех кремниевых слоев, общая площадь каждого слоя составляет $8,4 \text{ м}^2$ (рис. 5 (а)). Первый и последний слой имеют вертикальные полосы, в то время как два внутренних слоя имеют полосы, которые повернуты на $\pm 5^\circ$ от вертикальной оси, чтобы улучшить общее разрешение детектора TT. Между вторым и третьим слоями есть разделение в 27 см, необходимое для улучшения восстановления треков. Так как поле дипольного магнита направлено или вверх, или вниз, то траектории заряженных частиц искривляются в горизонтальной плоскости. Поэтому для достижения максимальной эффективности разрешения трекера, необходима вертикальная ориентация чувствительных слоев.

Станции трекера, расположенного за магнитом, состоят из двух частей. Наиболее близкая область к протонной трубе является внутренним трекером (ИТ), а периферийная часть – внешним трекером (ОТ). Такое разделение продиктовано разной плотностью треков в зависимости от расстояния до оси протонного пучка.

Станция внутреннего трекера состоит из четырех слоев микрополосковых кремниевых пластин. Направления чувствительных полосок являются (0° , $+5^\circ$, -5° , 0°) – геометрией. Площадь чувствительной области 4 м^2 . Так как множественность треков при энергии ускорителя БАК чрезвычайно высока, то важным требованием является гранулярность детектора. Общее количество полосок 129024 с толщиной каждой 500 мкм и длиной, которая варьируется от места расположения, 11 или 22 см.

Так как множественность треков резко падает с расстоянием от пучка, то внешняя часть трекера выполнена на основе пропорциональных дрейфовых трубок. Диаметр трубок 4,9 мм (рис. 5 (б)). Смесь на основе 70% аргона (Ar) и 30% углекислого газа (CO_2) используется в качестве рабочей газовой смеси. Так же как и предыдущие трековые системы, любая станция внешнего трекера набрана из четырех слоев. Пропорциональные дрейфовые трубки в слоях один и четыре установлены вертикально, а во втором и третьем слое имеют наклон $\pm 5^\circ$. Величина площади чувствительной области составляет $5971 \times 4850\text{ мм}^2$.

В ходе проведения первых сеансов набора данных в 2011 г. было измерено пространственное разрешение восстановления координаты в трековых системах, выполненных на основе кремниевых микрополосковых детекторов: 52,6 мкм (для трекера ТТ) и 50,3 мкм (для трекера ИТ). Для внешнего газового трекера пространственное разрешение составляет 205 мкм для частиц с импульсом больше 10 ГэВ/с ($p > 10\text{ ГэВ/с}$). Важным параметром для анализа данных является разрешение по импульсу для треков, которые проходят через весь детектор. Для таких треков $\Delta p/p$ лежит в диапазоне (0,5 – 0,8%) для импульсов в интервале $20 < p < 100\text{ ГэВ/с}$ [11].

1.4 Система идентификации частиц

Определение типа частиц – важнейшая из задач при регистрации элементарных частиц, кроме измерения их характеристик, таких как импульс и энергия. Под этим подразумевается определение заряда и массы частицы. Для решения таких задач в современных экспериментах в физике высоких энергий используется комбинированная информация с различных детекторов.

В спектрометре LHCb система определения типа частиц базируется на независимых измерениях двух детекторов колец черенковского излучения RICH1 и RICH2, калориметрической и мюонной систем. Эти идентификаторы предназначены для выделения таких частиц как фотоны (γ), электроны (e^\pm), пионы (π^\pm), каоны (K^\pm), протоны (p/\bar{p}) и мюоны (μ^\pm) с высокой эффективностью. Каждая система независимо друг от друга позволяет производить идентификацию частиц в специфичных диапазонах по угловому аксептансу и импульсу. Задача системы идентификации частиц состоит в объединении этой информации в общую глобальную функцию.

1.4.1 Детекторы колец черенковского излучения

В спектрометре LHCb система колец черенковского излучения RICH состоит из двух детекторов: RICH1, который расположен до дипольного магнита, сразу после вершинного детектора VELO, и RICH2, находящийся после станций трековой системы. В качестве основной среды в детекторе RICH1 используется перфторбутан (C_4F_{10}) и аэрогель. В детекторе RICH2 радиатором служит газ тетрафторметан (CF_4). Показатель преломления среды для аэрогеля 1,03, для газа C_4F_{10} – 1,0014 и для газа CF_4 – 1,0005 [12]. Сбор черенковского света из аэрогеля и газовых радиаторов производится с помощью систем зеркал – фокусирующей и планарной. Детектирующие плоскости фотонов расположены вне области аксептанса спектрометра. Схематический вид детекторов колец черенковского излучения RICH1 и RICH2 показан на рисунке 6.

Детектор RICH1 должен обеспечить высокую эффективность идентификации адронов в угловом аксептансе 25 – 300 мрад с импульсом

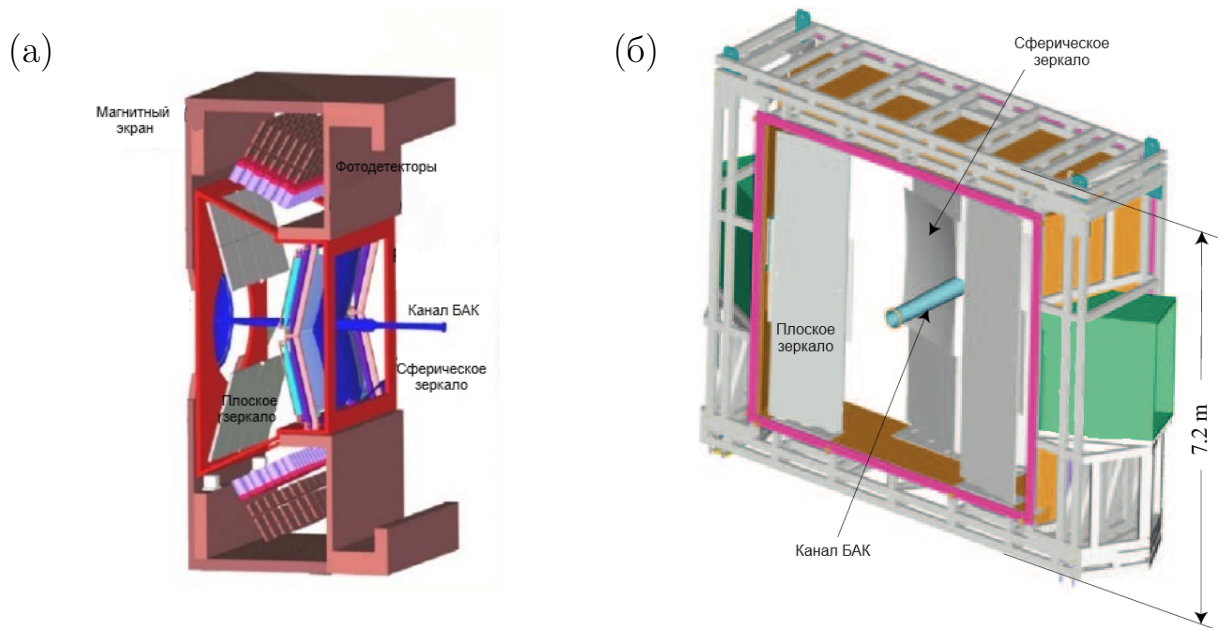


Рисунок 6 — Внешний вид детекторов колец черенковского излучения RICH1 (а) и RICH2 (б)

$1 < p < 60$ ГэВ/с. Для идентификации адронов в более высоком диапазоне $15 < p < 100$ ГэВ/с используется детектор колец черенковского излучения RICH2. Детекторы RICH были разработаны таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность идентификации частиц при минимальном использовании материалов в области акцептанса. Поэтому газовый объем детектора RICH1 не имеет собственной передней стенки. Эту роль играет задняя стенка вершинного детектора VELO. Важной величиной при создании установки является количество вещества самого детектора. Чтобы уменьшить влияние многократного рассеяния, эта величина должна быть минимальной. Поэтому в детекторах RICH1 и RICH2 для сферических зеркал используют легкие материалы. Дополнительный вклад вещества – 5% радиационной длины X_0 для детектора RICH1, а для RICH2 – примерно 15% радиационной длины X_0 .

Детекторы фотонов, установленные в подсистемах RICH1 и RICH2, являются гибридными фотонными детекторами, которые были специально разработаны для спектрометра LHCb. Они обеспечивают высокую гранулярность и эффективное разделение сигнала и шума при регистрации фотонов черенковского излучения. В подсистеме RICH1 две плоскости гибридных фотонных детекторов расположены сверху и снизу пучка протонов относительно канала БАК, в то время как в подсистеме RICH2 фотонные детекторы установлены слева и справа от пучка.

В ходе проведения первых сеансов набора данных были получены характеристики работы детекторов колец черенковского излучения. Для каонов с импульсом $20 < p < 100$ ГэВ/с эффективность идентификации равна 95% при уровне ложной идентификации заряженного пиона, как каона, на уровне 10% [11]. Для протонов с тем же интервалом импульсов эффективность равна 90% при вероятности ложной идентификации заряженных пионов в качестве протона на уровне 10% [19].

1.4.2 Калориметрическая система установки LHCb

Калориметрическая система LHCb удалена от точки взаимодействия пучков по оси z на 12,5 м. Геометрический размер установки в xy плоскости – $7,8 \times 6,3$ м². Область с максимальной загрузкой вторичными заряженными частицами (угловой аксептанс $\theta_{x,y} < 30$ мрад) является нечувствительной. Как уже отмечалось, сама калориметрическая система состоит из четырех поддетекторов (рис. 7): SPD – детектор на основе сцинтилляционных пластин; PS – предливневый детектор; ECAL – электромагнитный калориметр и HCAL – адронный калориметр.

Две первые плоскости калориметрической системы (SPD и PS) служат для улучшения разделения электронов, адронов и фотонов на нулевом уровне триггерной системы в дополнение к информации от электромагнитного калориметра ECAL. Детекторы SPD и PS представляют собой две плоскости сцинтилляционных ячеек, которые разделены плоскостью свинцового абсорбера. Геометрически, первым слоем установки по направлению движения частиц, является сцинтилляционно-падовый детектор. Принцип действия этого детектора основывается на особенностях прохождения заряженных и нейтральных частиц через сцинтиллятор. Проходя через пластину сцинтиллятора, фотон не будет оставлять след, а заряженная частица (электрон) – производит вспышку. Таким образом можно разделить нейтральные и заряженные частицы. Вторым слоем установки образует предливневый детектор. В нем происходит разделение электромагнитных и адронных кандидатов, так как электромагнитный ливень образуется в свинцовом поглотителе в случае

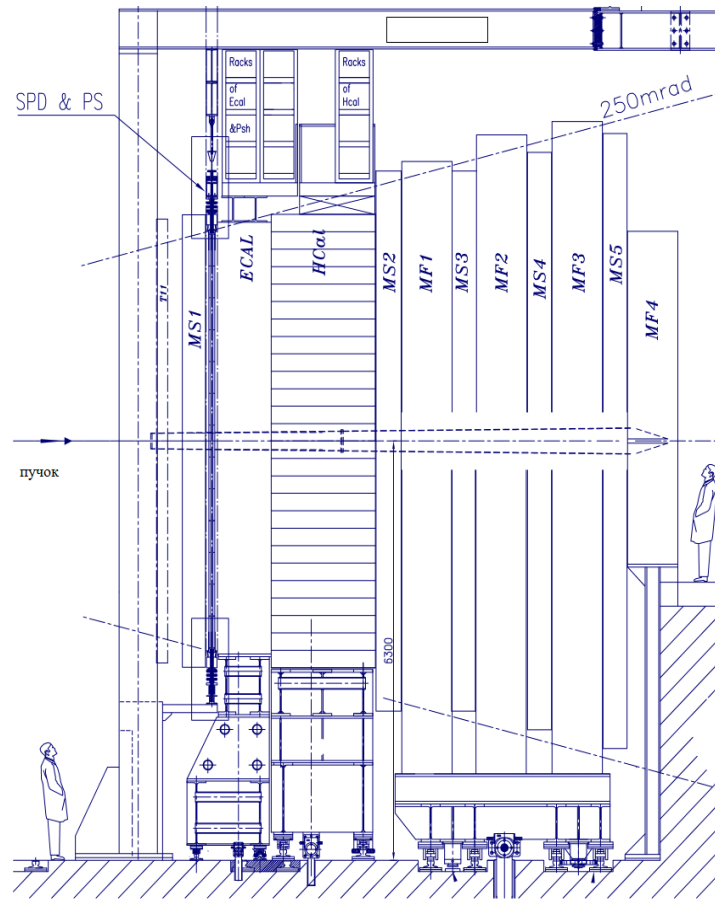


Рисунок 7 — Схема calorиметрической системы

прохождения через него электрона или фотона. Общая толщина свинцового абсорбера составляет 2,5 радиационные длины X_0 . Информация с предливневого и сцинтилляционно-падового детекторов используется для коррекции энергетического разрешения электромагнитного calorиметра. В общих детекторах регистрирующим элементом является ячейка сцинтиллятора, в которую вклеено оптическое волокно (рис. 8 (а)). Свет к фотоприемникам (ФЭУ) передается по этим волокнам.

Электромагнитный calorиметр LHCb выполнен по технологии «шашлык» (гетерогенный calorиметр) [20]. Слои свинцового поглотителя толщиной 2 мм чередуются с пластинами сцинтиллятора толщиной 4 мм. Пластины установлены перпендикулярно пучку протонов. Количество слоев свинца – 66, сцинтиллятора – 67. Таким образом, общая длина всех слоев ECAL calorиметра равна 25 радиационным длинам X_0 . Так как множественность заряженных частиц резко спадает от центра к периферии, то calorиметр ECAL имеет три выделенные зоны: внутреннюю, среднюю и внешнюю. Слои свинца и сцинтиллятора объединены в модуль. Размер и конструкция модуля любой зоны

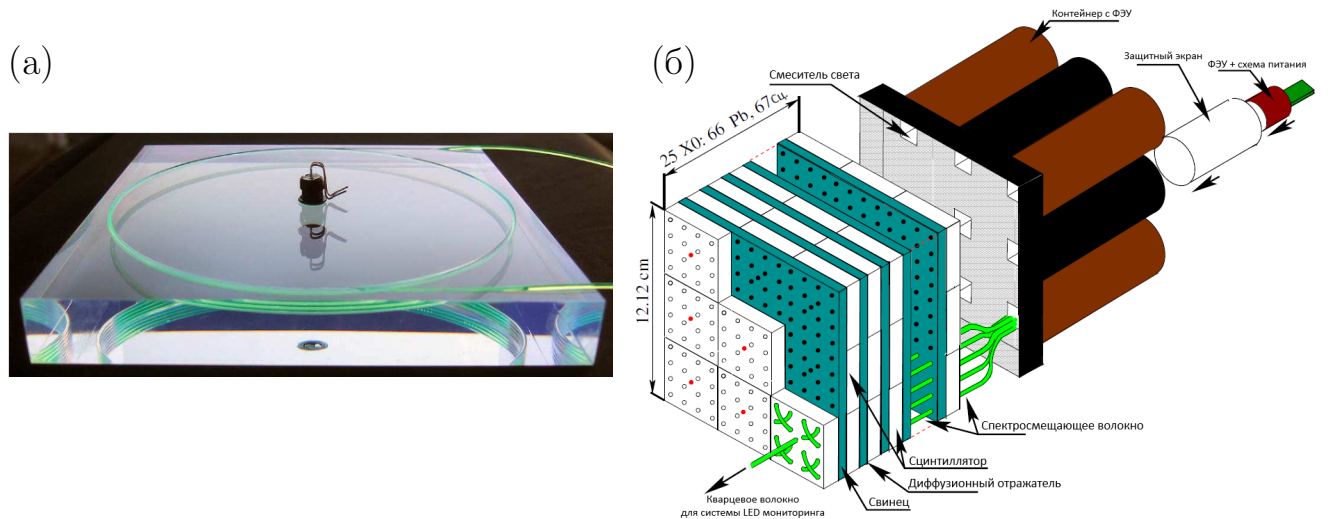


Рисунок 8 — Схематический вид ячейки детекторов SPD и PS (а) и внутреннего модуля калориметра ECAL (б)

одинаковы, но отличаются количеством регистрирующих ячеек. Модуль внешней зоны имеет одну ячейку размером $121,2 \times 121,2 \text{ мм}^2$, модуль средней части имеет размер $40,4 \times 40,4 \text{ мм}^2$ и, соответственно, состоит из четырех ячеек, а модуль внутренней части состоит из девяти ячеек с размером $60,6 \times 60,6 \text{ мм}^2$. Общее число ячеек в калориметре составляет 6016. Сбор света осуществляется и транспортируется к фотоэлектронному умножителю (ФЭУ) с помощью оптических волокон, которые проходят через каждую ячейку калориметра. В калориметрической системе используется проекционная геометрия. На рисунке 8 (б) показан модуль, состоящий из девяти ячеек (внутренняя зона). В ходе проведения исследований было установлено, что энергетическое разрешение электромагнитного калориметра ECAL может быть выражено формулой

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{ECAL} = \frac{(8,5 \div 9,5)\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,8\%,$$

где энергия E измеряется в ГэВ [12].

Последовательное применение нескольких различных методов калибровки электромагнитного калориметра позволяют достичь точности измерения энергии электронов и фотонов не хуже 2%. Одним из основных методов калибровки является метод восстановления инвариантной массы π^0 -мезона в распаде на два фотона. Процедура позволяет произвести калибровку электромагнитного калориметра в диапазоне поперечных энергий до 1,5 ГэВ.

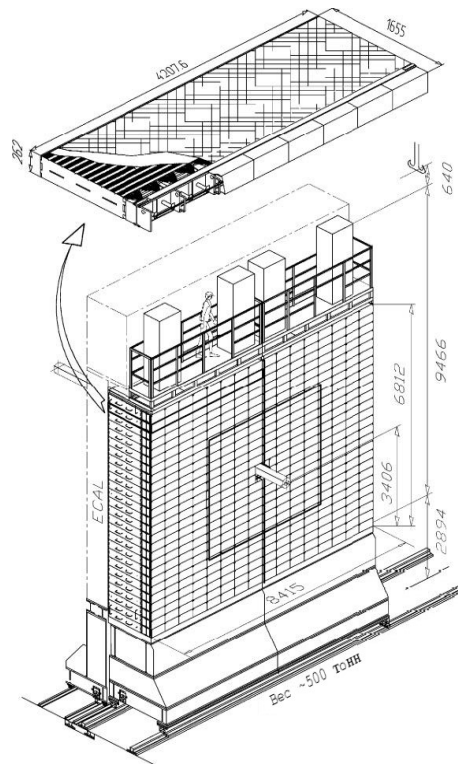


Рисунок 9 — Схематический вид адронного калориметра

Адронный калориметр HCAL [21] геометрически расположен сразу же за электромагнитным. Он собран из слоев сцинтиллятора и поглотителя на основе железа. Характерной особенностью адронного калориметра является то, что его слои ориентированы не поперек, а вдоль оси пучка протонов. Для адронных калориметров продольное развитие ливня определяется длиной ядерного взаимодействия (λ_{int}). Эта величина много больше, чем радиационная длина X_0 , которая описывает поведение электромагнитных ливней. Как следствие, адронные калориметры имеют существенно большие размеры, чем электромагнитные. В длинах ядерного взаимодействия размер адронного калориметра ЛНСб составляет 5,6 длин. Поперечная площадь – $8,4 \times 6,8 \text{ м}^2$. В поперечном направлении адронный калориметр разделен на две части, каждая из которых находится на рельсовой платформе и может раздвигаться. Каждая половина состоит из 26 модулей. Модули выполнены из слоев железа – 16 мм и слоев сцинтиллятора – 3 мм. В свою очередь, адронный калориметр имеет внутреннюю (близкую к протонному пучку) и внешнюю (периферийную) зоны. Геометрический размер модулей $131,3 \times 131,3 \text{ мм}^2$ для внутренней зоны, а для внешней – $262,6 \times 262,6 \text{ мм}^2$. Такой выбор продиктован тем, что профиль адронного ливня является более широким для менее энергичных частиц. Схематический вид

Таблица 1 — Основные параметры калориметрической системы

Система	SPD	PS	ECAL	HCAL
Количество	6016	6016	6016	1488
Размер чувствительной области, м ²	6,2 × 7,6	6,2 × 7,6	6,3 × 7,6	6,8 × 8,4
Размер ячейки, мм				
внутр.,	39,66	39,84	40,4	131,3
сред.,	59,5	59,76	60,6	—
внешн.	119	119,5	121,2	262,6
Длина z	180 мм 2 X_0 0,1 λ_{int}	180 мм 2 X_0 0,1 λ_{int}	835 мм 25 X_0 1,1 λ_{int}	1655 мм — 5,6 λ_{int}
Световыход, фэл/МИЧ		~ 20	~ 3000	~ 105
Динамический диапазон	0 — 100 МИЧ		0 — 10 ГэВ E_T	0 — 20 ГэВ E_T

калориметра HCAL представлен на рисунке 9. Как и в предыдущих детекторах, входящих в состав калориметрической системы, свет из сцинтилляционных пластин собирается и транспортируется с помощью оптических спектросмещающих волокон. Считывание осуществляется фотоумножителями. Число каналов считывающей электроники — 1488. Энергетическое разрешение адронного калориметра может быть выражено формулой

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{HCAL} = \frac{(69 \pm 5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (9 \pm 2)\%,$$

где энергия (E) измеряется в ГэВ [12].

Адронный калориметр HCAL оснащен специальной системой автокалибровки с использованием радиоактивного источника цезий-137 (^{137}Cs) [22]. Основные параметры детекторов калориметрической системы приведены в таблице 1.

1.4.3 Мюонная система эксперимента LHCb

Мюонная система используется в триггере первого уровня и предназначена для идентификации мюонов. Информация с мюонного детектора применяется для восстановления треков мюона и определения их импульсов. Система состоит из слоев детектирующих элементов, которые разделены абсорбером для поглощения адронов и электромагнитных частиц. В качестве абсорбера используются электромагнитный и адронный калориметры и четыре стены из железа. Вес защиты из железа около 2100 тонн. На рисунке 10 показано расположение мюонных станций M1 – M5. Геометрический захват мюонной системы 20 – 306 мрад в горизонтальной плоскости и 16 – 258 мрад в вертикальной. Первая станция M1 расположена перед калориметрической системой. Станции M2 – M4 установлены в сорока сантиметровой промежуток между железными стенами на подвижных платформах. Мюонные камеры расположены на двух плоскостях, каждая из которых может перемещаться на монорельсах, закрепленных вверху и внизу установки. Перемещение необходимо для обеспечения доступа к камерам при сборке установки и ремонтных работах. Суммарная длина вещества на пути частиц характеризуется следующими величинами: 200 радиационных длин X_0 и 20 длин ядерного взаимодействия λ_{int} . Минимальная энергия мюона, способного пересечь пять станций, составляет 6 ГэВ. В качестве детектирующих элементов используются многопроволочные пропорциональные камеры (MWPC – Multiwire Proportional Chambers).

Пропорциональная камера содержит четыре ряда проволочек. Толщина газового зазора составляет 5 мм, шаг между проволочками – 1,5 мм, рабочая газовая смесь – аргон A_r (40%), углекислый газ CO_2 (55%) и тетрафторметан CF_4 (5%). Детектирующим элементом для станции M1 является не MWPC, а газовые электронные умножители. Это связано с тем, что в камере M1 загрузка вторичными заряженными частицами существенно выше, чем в остальных элементах мюонной системы. Общее количество многопроволочных пропорциональных камер, которые используются в мюонной системе, 1380 штук.

В тестовых сеансах и в первых наборах данных сеанса RunI было получено, что эффективность регистрации мюонов мюонной системой составляет $\sim 97\%$ для частиц в довольно широком интервале импульсов. При этом

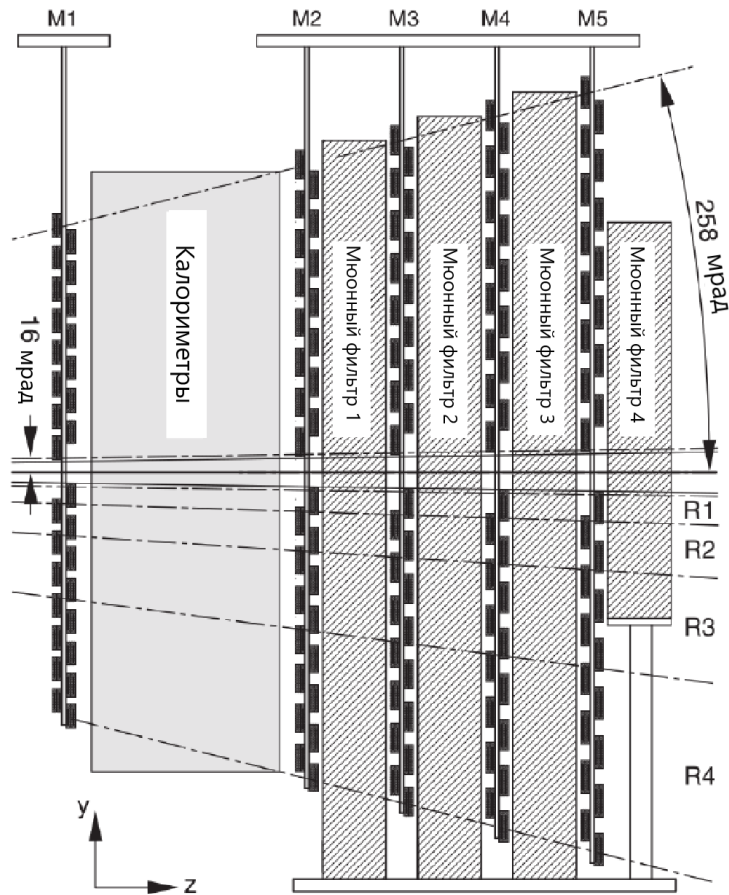


Рисунок 10 — Внешний вид мюонной системы

вероятность неверной идентификации адрона (пиона или каона), как мюон не превышает 2% [19].

1.5 Триггерная система

При расчетной светимости и временным интервалом между сгустками 28 нс наблюдаемая частота взаимодействия пучков в установке LHCb (событие, в котором по крайней мере два трека были реконструированы) составляет 10–15 МГц в сеансе RunI и примерно в два раза больше в сеансе RunII. Роль триггерной системы [16] эксперимента заключается в уменьшении такого уровня частоты входных данных до приемлемого, чтобы успеть сохранить интересующее пользователей сигнальное событие и отфильтровать фоновые, не представляющие интерес. В сеансе RunI выходной уровень частоты триггерной

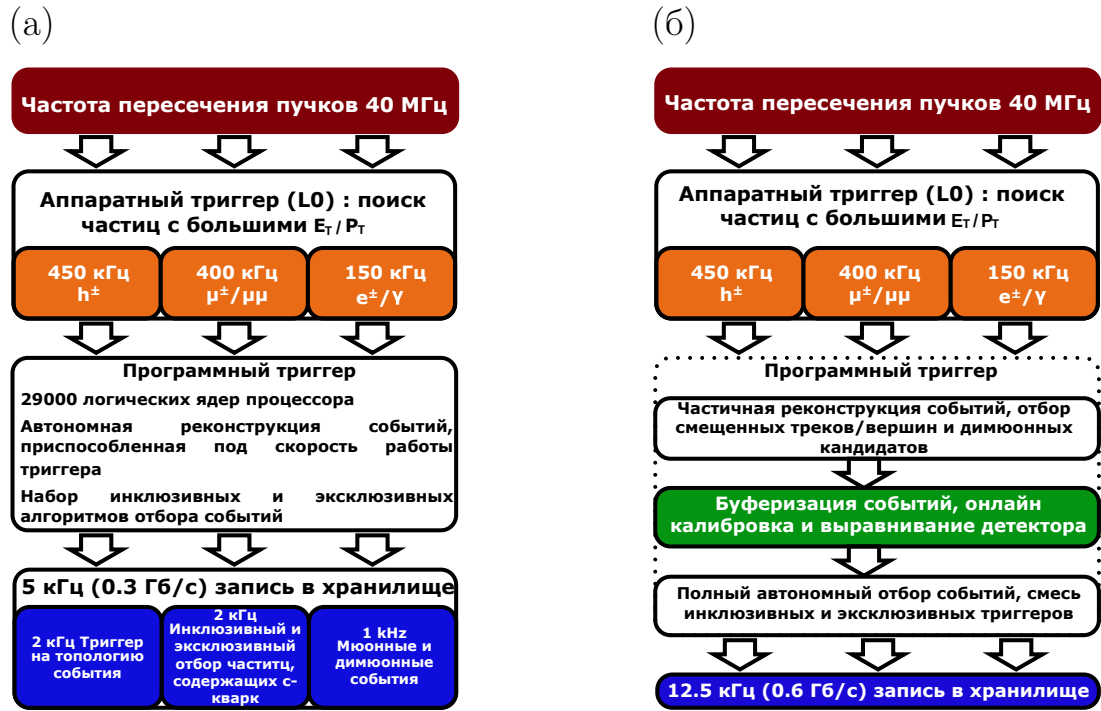


Рисунок 11 — Принципиальная схема работы уровней триггерной системы 2011 – 2012 гг. (а) и 2015 – 2018 гг. (б)

системы ЛНСб на первом уровне триггерной системы L0 (который реализован на специально созданной электронике) составлял примерно 2–5 кГц, а в сеансе RunII после существенного улучшения программного обеспечения системы сбора и хранения информации был увеличен до 12,5 кГц. Для того, чтобы достичь таких значений, начальное понижение скорости входных данных происходит после обработки части информации от калориметрической системы или мюонного детектора. Выходная частота данных, поступающих с уровня L0, составляет примерно 1 МГц. Последующий программируемый триггер высшего уровня (HLT) работает на специальной компьютерной ферме, состоящей из 29500 ядер, и обеспечивает последующее снижение частоты данных до требуемого системой сбора и хранения информации значения. Блок-схема, иллюстрирующая особенности работы триггерной системы в сеансах набора физических данных RunI и RunII, представлена на рисунке 11.

Уровень L0 является начальным уровнем триггерной системы, который снижает частоту входных данных, используя алгоритм поиска событий с большой поперечной энергией E_T в калориметрической системе или за счет поиска в событии мюонов с большим поперечным импульсом (p_T). Реализация осуществляется независимыми триггерными линиями: калориметрический L0-Calor и

Таблица 2 — Пороговые значения, использующиеся на уровне L0

Триггер L0	E_T или p_T					SPD ограничение	
	2011	2012	2015	2016	2017	RunI	RunII
Адрон	3,50	3,70	3,60	3,70	3,46	600	450
Электрон	2,50	3,00	2,70	2,40	2,11	600	450
Фотон	2,50	3,00	2,70	2,78	2,47	600	450
Мюон	1,48	1,76	2,80	1,80	1,35	600	450
Мюон с большим p_T	—	—	6,00	6,00	6,00	—	—
Димюон $p_{T,1} \times p_{T,2}$	$(1,30)^2$	$(1,60)^2$	$(1,69)^2$	$(2,25)^2$	$(1,69)^2$	900	900

мюонный L0–Muon. Для того, чтобы принять положительное решение, алгоритм L0–Calo использует информацию со всех подсистем калориметрической системы. Поперечная энергия E_T определяется энерговыделением от частицы в кластере размером 2×2 ячейки. Анализируя эту величину, три различных типа кандидатов могут быть созданы: адронный L0–Hadron (кластер в адронном калориметре с максимальным энерговыделением), фотонный L0–Photon (кластер в электромагнитном калориметре с максимальным энерговыделением, имеющий сигнал в предливниевом детекторе и не имеющий сигнал в сцинтилляционно-падовом детекторе) и электронный L0–Electron (то же самое, что и фотонный, но имеющий сигнал в SPD-детекторе). Триггер дает положительное решение, если кандидат имеет поперечную энергию больше минимального порогового значения. Для того, чтобы отсеять события, которые будут слишком долго обрабатываться на L0 уровне, используют ограничение на максимальное количество сработавших ячеек в SPD-детекторе. В таблице 2 представлены пороговые значения, которые использовались на уровне L0 в сеансах RunI и RunII.

По аналогии с триггерной линией L0–Calo на уровне триггера L0–Muon проверяется наличие в событии двух треков с большим поперечным импульсом в каждой четверти мюонной системы. Поперечный импульс мюонного кандидата оценивается, принимая гипотезу о том, что мюонный трек смотрит в первичную вершину и что его траектория была искривлена магнитным полем. Триггер срабатывает, если поперечный импульс больше порогового значения

уровня L0–Muon или произведение двух поперечных импульсов мюонных кандидатов выше определенного значения. Пороговые значения, которые были использованы в сеансах RunI и RunII, также представлены в таблице 2.

Информация с триггера L0 поступает на следующий уровень триггера HLT, который состоит из двух подуровней (HLT1 и HLT2). Целью этого уровня является уменьшение входной частоты 1 МГц до приемлемых значений, которые позволяют сохранить данные в системе сбора и хранения информации. Учитывая, что триггер HLT имеет ограниченное количество процессоров, решение принимается путем инжектирования неполностью реконструированных событий на HLT1 уровне и проведения последующего более полного анализа, практически полностью реконструированного события, на следующем HLT2 уровне. При обработке событий на уровнях HLT1 и HLT2 осуществляется первичная реконструкция события, потому что уже становятся доступными данные со всех подсистем детектора LHCb. Так на уровне HLT1 происходит реконструкция первичной вершины и определяются параметры траекторий заряженных частиц (длинные треки) с поперечным импульсом больше 500 МэВ/с. Алгоритмы реконструкции, используемые в триггере высших уровней, являются быстрыми (но, очевидно, менее точными, так как используют только часть информации) по сравнению с программным обеспечением, которое применяется на уровне полной реконструкции события. В случае положительного решения событие с уровня HLT1 поступает на уровень триггера HLT2. Для принятия решений на уровне HLT1 используется 20 различных линий, на уровне HLT2 – порядка 500. В случае удовлетворения всем необходимым критериям триггерного отбора, инклюзивные и эксклюзивные распады тяжелых адронов сохраняются в системе сбора и хранения информации.

1.6 Система сбора и хранения информации

Обработка физических данных, которые доступны пользователям и членам коллаборации, осуществляется с использованием системы Грид (система распределительных вычислений). Технология была разработана в ЦЕРНе для решения задач, которые требуют использования большего количества вычислительных ресурсов. Пользовательская распределенная сеть объединяет

компьютерные ресурсы, которые выполняют общую задачу (операции). Доступ к ресурсам такой сети получает каждый сотрудник коллаборации для проведения исследований. В принципе, Грид-вычисления являются примером параллельных вычислений.

Грид-система эксперимента LHCb имеет строгую иерархическую структуру. В ней существует несколько уровней. Самый верхний, так называемый нулевой уровень Tier-0, получает и хранит информацию непосредственно в экспериментальной установке. Поток данных, прошедших все уровни триггерной системы, и пройдя первичную реконструкцию, в формате «сырых данных» (так называемый RAW-формат) записывается на Tier-0 уровень. На более высоких уровнях Tier-1 и Tier-2 хранятся копии этих данных. Более высокие уровни используются для проведения перереконструкции данных, улучшения калибровочных параметров или для применения специальных условий отбора.

Для проведения анализа пользователя в эксперименте LHCb доступны данные нескольких форматов. Последовательное использование алгоритмов обработки данных позволяют передавать данные «сырого формата» в более удобные форматы. Для того, чтобы существенно сократить объем данных, который пользователь должен использовать для проведения своего индивидуального анализа, применяют специальную процедуру предварительного отбора (stripping). На выходе такого алгоритма получаются данные в DST формате. Эти данные после применения специальных ограничений используются для проведения физического анализа.

Для выполнения анализа пользователь использует не только физические данные, но и данные математического моделирования, полученные методом Монте-Карло. В эксперименте LHCb процесс математического моделирования проводится с использованием унифицированного пакета программ и разделяется на два этапа:

- моделирование протон–протонных соударений и распадов тяжелых адронов;
- моделирование детектора и взаимодействий частиц с веществом спектрометра.

И физические данные, которые прошли все уровни триггерной системы, и данные математического моделирования требуют дополнительной обработки, прежде чем будут доступны пользователям для проведения анализа (рис. 12). Обработка данных математического моделирования осуществляется тем же

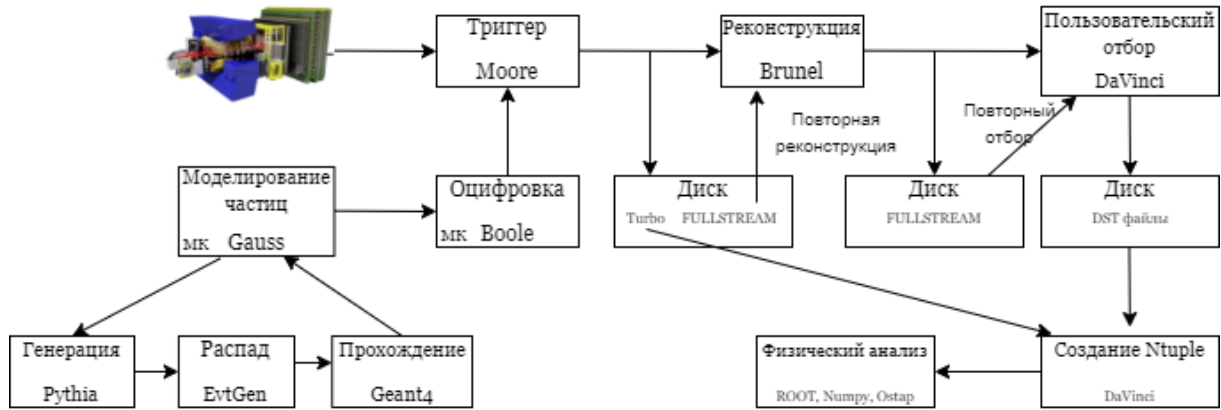


Рисунок 12 — Иллюстрация потоков обработки данных

программным обеспечением, которое используется при реконструкции физических данных. Такая дополнительная обработка данных, позволяющая работать только с частью информации, необходимой для решения конкретных пользовательских задач, выполняется с помощью алгоритмов, которые разработаны на базе среды программирования GAUDI [23]. Для данных математического моделирования применяется пакет GAUSS [24], который использует программы PYTHIA [25] и EVTGEN [26] для описания pp столкновений и моделирования распадов тяжелых адронов, а также программное обеспечение GEANT4 [27, 28] для описания геометрии спектрометра и механизма прохождения частиц через вещество спектрометра LHCb. Далее из среды GAUDI информация поступает в среду BOOLE [29]. В ней происходит моделирование отклика электроники всех частей спектрометра, преобразование геометрической информации прохождения частиц через подсистемы установки в сигналы каналов считывающей электроники. Это позволяет анализировать данные моделирования теми же алгоритмами, которые используются для отбора физических данных. Затем информация попадает в среду MOORE [30], которая отписывает прохождение данных черезHLT триггер. Параметры реконструированных вершин распадов, треков и кластеров затем поступают в среду BRUNEL [31], которая содержит всю информацию о восстанавливаемом событии. Окончательно данные проходят предварительный пользовательский отбор (stripping), на котором применяются мягкие пользовательские ограничения, специфичные для каждого анализа. После прохождения всех этапов реконструкции, данные, предназначенные для автономного анализа, обрабатываются с помощью пользовательских скриптов, реализованных с использованием специализированного программного обеспечения.

1.7 Использование современных методов программирования в эксперименте LHCb

В эксперименте LHCb программное обеспечение реализуется на языках программирования C++ и Python с использованием библиотек ROOT [32] и pyROOT. Пакет ROOT представляет собой набор объектно-ориентированных программ, предназначенных для обработки экспериментальных данных, и включает в себя большое количество графических инструментов и современных методов анализа. Пакет pyROOT является расширением программного обеспечения эксперимента LHCb, с использованием которого пользователь может взаимодействовать с пакетом ROOT с помощью языка программирования Python. Преимуществами языка Python являются простой и понятный синтаксис, что позволяет пользователям разрабатывать функциональные программы и интегрировать в обработку данных такие современные алгоритмы, как методы параллельного программирования. Распараллеливание может быть реализовано с помощью пакета Pathos [33], который предоставляет удобный интерфейс для распределенных вычислений, в том числе многопоточной и многопроцессорной обработки. Библиотека Pathos расширяет возможности стандартной библиотеки языка Python и предоставляет мощный инструментарий для разработки параллельных и распределенных приложений. Основным преимуществом этого пакета является его простота и удобство использования. Библиотека поддерживает множество методов распределенной обработки, которые могут быть настроены для выполнения различных задач.

Методы анализа данных на основе искусственного интеллекта (ИИ) становятся все более значимыми в области физики, особенно в сфере физики элементарных частиц. Одним из подходов ИИ является машинное обучение (МО), которое дает возможность системам автоматически классифицировать большие массивы информации. Реализация методов МО основана на статистическом анализе, который не требует от пользователя предварительно заданных правил. Эти методы фокусируются на поиске общих закономерностей в исследуемых данных вместо использования строгих инструкций для принятия решений. В области физики элементарных частиц применение алгоритмов МО

помогает классифицировать сигнальные события, которые представляют интерес для последующего изучения и анализа, от фоновых, которые являются неотъемлемой частью любого научного эксперимента [6].

В эксперименте ЛНСб методы машинного обучения реализованы в пакете программ TMVA [34], который содержит в себе алгоритмы обучения, тестирования, оценки производительности и методы визуализации данных. Данный набор программ обеспечивает реализацию более чем сорока различных алгоритмов МО и аналитических методов. Алгоритмы разделяются на две категории: классификационные (многослойный перцептрон, деревья решений) и регрессионные (линейная, логистическая регрессия). Программная оболочка TMVA также предоставляет инструменты для исследования данных, оценки и оптимизации параметров отбора событий с возможностью визуализации результатов обучения.

Методы распараллеливания данных и МО позволяют существенно уменьшить время проведения всего физического анализа и улучшить финальный результат исследования. Подробное описание реализации методов представлено ниже.

1.7.1 Метод распараллеливания данных в физическом анализе

В пакетах программного обеспечения эксперимента ЛНСб обработка информации обычно занимает значительное количество времени (порядка семи часов на одном вычислительном узле). Для ускорения проведения физического анализа реализована возможность распараллеливания пользовательских задач, которые обрабатываются и выполняются на удаленных серверах. При проведении физического анализа метод распараллеливания используется для обработки экспериментальных данных. Основным пакетом для реализации нового метода выбрана среда обработки данных Ostar, функционал которой расширен эффективными библиотеками для обеспечения возможности параллельной обработки задач с использованием нескольких процессоров на основе функций библиотеки Pathos с использованием языка программирования Python. Это сделано для достижения максимальной производительности и позволяет реализовывать параллельную обработку больших массивов данных.

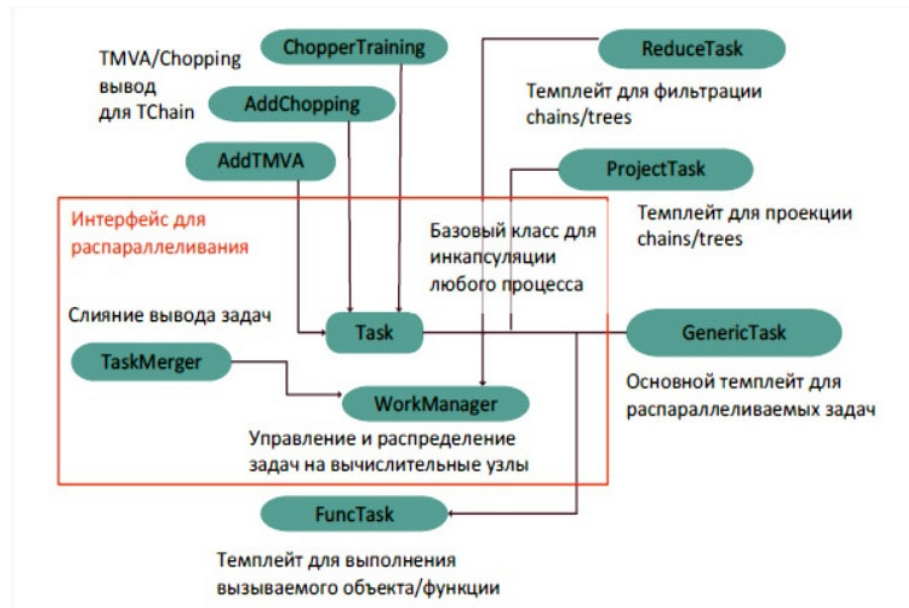


Рисунок 13 — Набор инструментов для распараллеливания пользовательских задач

В пакете *Ostar* разработан пользовательский интерфейс для распараллеливания задач обработки данных. С помощью класса *WorkManager*, организованного в библиотеке *Ostar*, происходит распределение пользовательских задач по вычислительным узлам и управление ими в ходе исполнения программного кода. При этом пользовательские задачи могут выполняться локально (с использованием всех ядер процессора) или удаленно (с использованием других узлов в локальном кластере). Общая структура интерфейса для распараллеливания пользовательских задач представлена на рисунке 13.

В данной работе реализован простой, универсальный и надежный способ ускорения моделирования и обработки данных за счет использования интерфейса подключенных библиотек, перечисленных выше. При реализации механизма объединения результатов обработанных задач, был разработан специальный класс *TaskMerger*, который передается в класс *WorkManager* в качестве аргумента. Для распределения задач на серверах пользователь выбирает количество ядер процессора или количество удаленных серверов, которые будут задействованы в обработке данных, и передает это значение классу *WorkManager*. При вызове данного класса пользователь указывает параметр – количество ядер, на которые и будут равномерно разделяться исходные данные. По умолчанию используемое количество ядер равно десяти. После определения количества необходимых серверов задачи выполняются на указанном пользователем компьютерном кластере. Если какой-нибудь из серверов свободен, то

Таблица 3 — Эффективность выполнения задач с использованием методов распараллеливания

№ задачи	Эффективность, %	Время, с	Время на задачу, с	Узлы
191	47,8	5421	28,38	12
41	10,2	5487	133,8	10
61	15,2	6898	113,1	10
50	12,5	5631	112,6	10

на него передается задача, и процедура повторяется до полного выполнения списка задач из очереди. Используемый алгоритм позволяет реализовывать динамическое распределение серверных ресурсов, обеспечивая предоставление свободного ресурса нужному приложению в соответствии с учетом пользовательских приоритетов. Это позволяет существенно сократить и оптимизировать время обсчета, что чрезвычайно важно для высоконагруженных научных вычислительных кластеров.

Тестирование алгоритма для оценки ускорения пользовательских задач с использованием реализованного метода распараллеливания данных была выполнена на нескольких примерах: задачи фильтрации экспериментальных данных, задачи обработки результатов многомерного анализа и упрощенного моделирования данных. Результаты распараллеливания типовых задач на кластере, состоящем из пяти машин, представлены в таблице 3. С использованием метода распараллеливания время выполнения очереди задач удалось сократить с уровня 5–8 часов (на одном вычислительном узле) до уровня всего 8–10 минут, что увеличило эффективность выполнения физического анализа и оперативно-го достижения научных результатов [35].

Еще одним способом применения алгоритма распараллеливания является задача постановки верхних пределов при расчете систематических неопределенностей. Разработанный метод позволяет ускорить процедуру подсчета верхних пределов за счет разделения задач на разные вычислительные узлы. В ходе проверки было посчитано общее время выполнения задачи на одном, двух и десяти ядрах процессора. Для десяти ядер время выполнения составило 2 часа 34 минуты, для двух – 16 часов 34 минуты, для одного – 20 часов 17 минут.

1.7.2 Метод машинного обучения в анализе физических данных

Методы МО в физике высоких энергий используются для классификации экспериментальных данных на сигнальные и фоновые события. Построение модели исследуемого события строится на основе примеров, которые описывают характеристики объекта поиска. Процесс обучения включает в себя определение алгоритмом различных характеристик в исследуемых данных, целью которого является нахождение в них общих признаков. Этот метод требует определения изначально известных параметров для независимых переменных и определенной величины, зависящей от них. Используя выявленные закономерности и накопленный «опыт», алгоритм стремится предсказать результаты для этой зависимой переменной в новых условиях, основываясь на установленных в процессе обучения связях между данными [36]. Таким образом, в результате поискового процесса из ряда потенциальных вариантов функций выбирается та, которая лучше всех объясняет различия между признаками набора данных. В эксперименте LHCb для задач классификации данных наиболее распространенными являются алгоритмы с использованием деревьев решений (BDTG) и нейронных сетей (MLP), которые реализованы в пакете TMVA. Метод BDTG представляет собой ансамбль решающих деревьев, где каждое дерево обучается последовательно с использованием градиентного бустинга. Каждое дерево строится на основе ошибок предыдущих деревьев с целью улучшения предсказательной способности модели. Метод MLP представляет собой нейронную сеть прямого распространения с несколькими скрытыми слоями. Каждый слой состоит из набора нейронов, где каждый нейрон получает входные значения от предыдущего слоя. Реализованное на основе методов машинного обучения (BDTG) или нейронных сетей (MLP) программное обеспечение имеет ряд преимуществ. Протестированные на практике алгоритмы показали, что в физике элементарных частиц метод BDTG является более эффективным по сравнению с методом MLP, так как имеет более интерпретируемую и легкую для понимания структуру, занимает меньше времени в процессе обучения и является более устойчивым к аномалиям в исследуемых данных. Исходя из этого, метод BDTG, реализованный на основе ускоренных деревьев решений, выбран в качестве основного метода для проведения физического анализа.

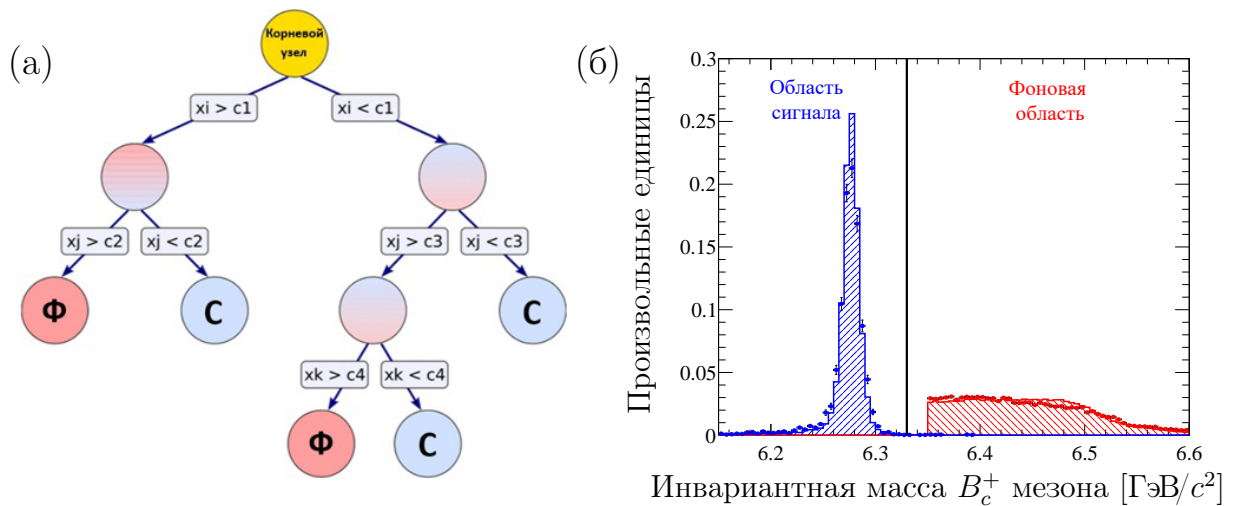


Рисунок 14 — Визуализация дерева решений классификатора BDTG (а).
 Входные данные классификатора BDTG, участвующие в процессе обучения (б).

Применение классификатора BDTG для достижения максимального разделения сигнальных событий от фоновых содержит несколько ключевых шагов. В процессе обучения классификатора выделяются так называемые дискриминирующие переменные, полученные из входных данных, которые уже размечены по принадлежности к определённому классу событий (сигнал или фон). Эти переменные являются уникальными атрибутами событий, позволяющие различать данные на сигнальные и фоновые. Далее формируются деревья решений, в которых каждая ветвь отвечает за проверку значения определённой дискриминирующей переменной, а узлам дерева, или «листьям», присваивается значение веса, указывающие на вероятность принадлежности события к одной из категорий (рис. 14 (а)). Процесс обучения заключается в определении этих весов и критериев для классификации событий на всех уровнях дерева, продолжаясь до того момента, пока не будет достигнуто максимальное разделение между классами. После процесса обучения, когда классификатор применяется к новому набору данных, в которых классификация событий еще не выполнена, используются веса из решающих деревьев для формирования специальной переменной t , которая является откликом классификатора. Эта переменная строится таким образом, чтобы минимизировать пересечение между распределениями сигнальных и фоновых событий в исследуемых данных, что позволяет улучшить отношение между сигналом и фоном (значимость сигнала). Установление требований к переменной t позволяет эффективнее выделять сигнальные

и понижать уровень фоновых событий в анализируемых данных, чем применение пороговых значений на отдельные дискриминирующие переменные [36].

В качестве входных параметров классификатора используется две компоненты: сигнальные и фоновые данные изучаемых процессов. На рисунке 14 (б) представлены распределения используемых в обучении данных для обеих компонент. В качестве фоновой компоненты используются экспериментальные данные, находящиеся за пределами сигнальной области изучаемых распадов. Для сигнальной компоненты отбираются истинные распады B_c^+ -мезонов, полученные с помощью математического моделирования методом Монте-Карло. В процессе классификации данные разделяются на обучающую и тестовую выборки с помощью библиотеки TMVA. Обучение классификатора проводится на основе кинематических и геометрических переменных изучаемых распадов. Выходные данные классификатора сохраняются в виде таблиц в файлах формата XML для последующего использования при анализе исследуемых данных [6].

Разработанный метод МО позволяет достичь высокой эффективности выделения сигнальных и уменьшения числа фоновых событий в анализируемых данных. Полученные результаты применения метода превосходят значения, оцененные без использования пакета TMVA. Таким образом, данный алгоритм можно использовать в качестве основного метода выделения сигнальных распадов из экспериментальных данных.

1.7.3 Метод устранения эффекта многократного счета в анализируемых данных

Метод устранения эффекта многократного счета может приводить к искажению наблюдаемых распределений. В исходных данных, используемых для анализа, может возникнуть проблема повторения отобранных кандидатов. В результате одно и то же событие используется несколько раз, что потенциально может привести к переоценке наблюдаемого сигнала. Такой эффект называется множественным счетом и является естественным для многих анализов. В основном множественный счет связан с кандидатами-клонами. Кандидаты-клоны имеют как минимум один общий дублированный трек, т.е. трек, который

был дважды обработан алгоритмами реконструкции данных. На этапе реконструкции событий подавление дублированных треков организовано с помощью алгоритма специальным программным обеспечением. Однако возможно, что какие-то клоны не распознаются программным обеспечением обработки и отбора, и небольшая доля двойных событий попадает в анализируемый образец данных. Для полного устранения эффекта многократного счета в анализе был разработан метод удаления множественных кандидатов, который решает данную проблему. Разработанный метод находит в данных те события, которые имеют несколько одинаковых параметров, задаваемых пользователем, и возвращает новую выборку данных после исключения всех повторяющихся событий. При этом возможно организовать различные способы устранения повторяющихся событий:

- `first` — в новый образец данных сохраняется всегда первый из найденных повторяющихся элементов;
- `last` — в новый образец данных сохраняется всегда последний из найденных повторяющихся элементов;
- `random` — в новый образец данных сохраняется случайно выбранный из найденных повторяющихся элементов.

Для улучшения работы алгоритма и большей производительности в реализации метода используется пакет NumPy [37]. Библиотека NumPy является одной из основных библиотек языка программирования Python для работы с массивами и матрицами числовых данных. Она предоставляет широкий спектр математических функций и операций для работы с массивами, таких как математические операции, сортировка, фильтрация, линейная алгебра и многое другое. Основным типом данных в пакете NumPy является многомерный массив (`ndarray`), который позволяет представлять данные в виде таблицы с произвольным количеством измерений. Массивы NumPy более эффективны по сравнению со стандартными списками языка программирования Python. Они используют оптимизированный код на языке программирования C для обработки данных. Библиотека NumPy является одной из основных библиотек для научных вычислений на языке программирования Python и широко используется в таких областях, как МО, обработка сигналов и анализ данных.

В основе реализации метода лежит возможность не удаления повторяющихся событий из исходных данных, а создание новой выборки данных без повторяющихся элементов. События называются повторяющимися, если у них

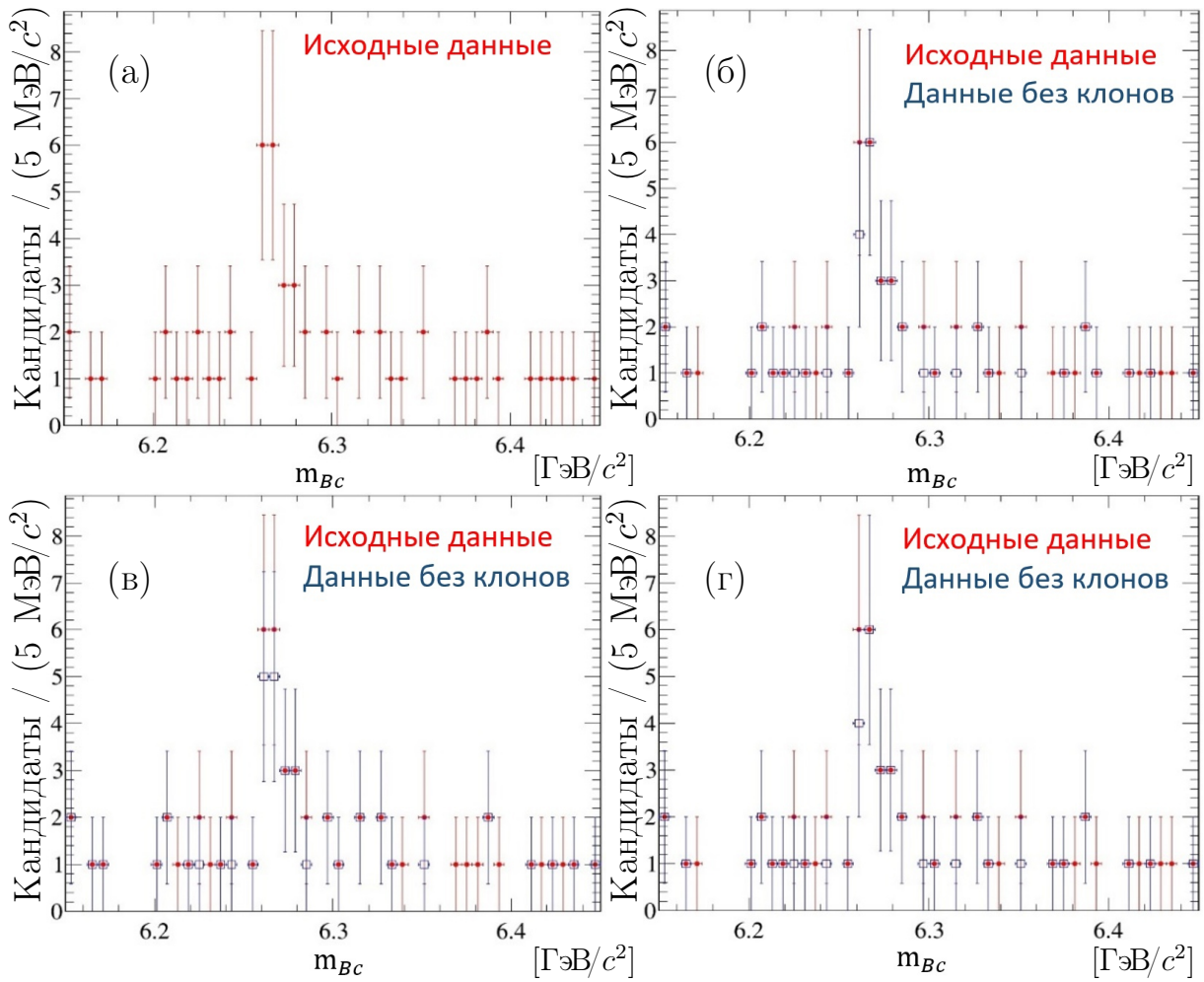


Рисунок 15 — Распределения по массе B_c^+ мезона до (а) и после устранения повторяющихся событий с сохранением только первого (б), последнего (в) и случайного множественного кандидата (г)

совпадают индексы значений, которые их характеризуют. Таким образом, для работы алгоритма была создана структура, состоящая из трех элементов: индекс события в исходной выборке и значения переменных, характеризующих каждое событие. Известно, что в изначальной выборке повторяющиеся события располагаются строго друг за другом, поэтому с помощью библиотеки NumPy можно отсортировать все события на два массива: повторяющиеся и неповторяющиеся. На заключительном этапе неповторяющиеся события записываются в итоговую выборку данных, поэтому остается лишь выбрать, какой из нескольких дубликатов событий сохранится в итоговый образец данных. Для этого пользователь выбирает один из трех способов – первый, последний, случайный.

Проверка устранения кандидатов-клонов проходила с использованием данных, набранных экспериментом LHCb с 2011 по 2018 гг. Были построены распределения по массе B_c^+ -мезона (рис. 15 (а)), демонстрирующие удаление

Таблица 4 — Сравнение показателей после применения различных опций алгоритма устранения эффекта многократного счета

Показатели сравнения	Изначальный датасет	метод first	метод last	метод random
N_{sig}	$17,8 \pm 5,2$	$16,8 \pm 4,9$	$16,1 \pm 4,8$	$16,8 \pm 4,9$
Среднее положение сигнала, ГэВ/ c^2	$6,291 \pm 0,009$	$6,282 \pm 0,010$	$6,281 \pm 0,011$	$6,282 \pm 0,010$
Ширина пика, МэВ	$7,3 \pm 0,6$	$6,8 \pm 0,7$	$7,0 \pm 0,8$	$6,8 \pm 0,7$

повторяющихся событий разными способами (рис. 15 (б, в, г)), и измерены основные показатели: количество сигнальных событий (N_{sig}), математическое ожидание распределения ($mean$) и показатель стандартного отклонения (rms). Данные результаты представлены в таблице 4.

В данной главе представлено краткое описание спектрометра ЛНСб на БАК, перечислены его основные подсистемы и проведен обзор системы обработки и хранения данных, получаемых с детектора ЛНСб. В следующих главах диссертационной работы использованы алгоритмы, разработанные в этой главе, в которых применяются современные методы программирования для поиска новых редких распадов B_c^+ -мезонов. Данное программное обеспечение успешно адаптировано в общее программное обеспечение эксперимента и широко используется для проведения физического анализа.

2 Изучение распадов B_c^+ мезонов с чармонием и тремя легкими адронами

В данной главе изложены детали поиска распадов $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ ($\psi = J/\psi$ или $\psi(2S)$, h – пионы или каоны) с использованием данных, набранных установкой LHCb в pp столкновениях при энергиях в системе центра масс 7,8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1,2 и 6 fb^{-1} .

2.1 Введение в физику B_c^+ -мезонов

Особое место в физике кваркониев занимает система, состоящая из открытого чарма и открытой прелести ($\bar{b}c$). B_c^+ -мезон состоит из двух тяжелых кварков и является единственной слабо распадающейся частицей: основное и возбужденное состояния ($\bar{b}c$) имеют особые механизмы рождения, спектроскопию и каналы распадов. При этом система довольно хорошо описывается целым рядом теоретических моделей. Любые новые экспериментальные измерения или результаты по поиску новых каналов распадов, определение вероятностей распадов и другие сведения чрезвычайно интересны для корректировки и улучшения действующих теоретических моделей.

Изучение тяжелого B_c^+ -мезона невозможно на В-фабриках в распадах Υ -мезона из-за большой массы $M(B_c^+) = 6274,47 \pm 0,27 \pm 0,17 \text{ МэВ}/c^2$ [5]. Исторически первые попытки открытия B_c^+ -мезонов были предприняты экспериментами ALEPH [38], DELPHI [39] и OPAL [40] на коллайдере LEP [41]. Эти эксперименты установили верхний предел вероятности распада $Z \rightarrow B_c^+ X$ с последующим распадом B_c^+ -мезона в адронные и полуплептонные конечные состояния. Впервые B_c^+ -мезон обнаружили более двадцати пяти лет назад в эксперименте CDF на коллайдере Тэватрон в распадах с чармонием в конечном состоянии $B_c^+ \rightarrow J/\psi l^+ \nu_l$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ [42, 43].

Эксперименты на БАК внесли большой вклад в изучение свойств B_c^+ -мезонов. Высокое сечение рождения b -кварков на БАК позволяет изучать

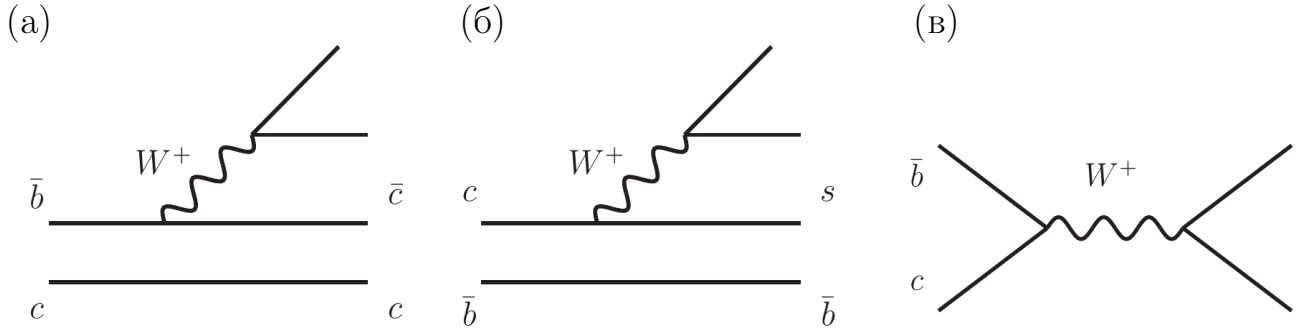


Рисунок 16 — Диаграммы Фейнмана распадов B_c^+ -мезонов: (а) c -кварк спектатор ($B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$), (б) b -кварк спектатор ($B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+$) и (в) аннигиляция ($B_c^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$)

различные свойства этой частицы. Эксперимент ЛНСб занимает лидирующую роль среди остальных экспериментов БАК в изучении спектроскопии прелестных адронов.

Как видно из рисунка 16 все распады B_c^+ -мезонов можно разбить на три класса: аннигиляционные распады ($B_c^+ \rightarrow l^+ \nu_l$), распады, в которых \bar{b} -кварк является спектатором ($B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+$) и, наоборот, распады, когда c -кварк является спектатором ($B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$). Около 70% случаев (доминирующая диаграмма) идет через распад c -кварка. Вклады на уровне 20% дают распады \bar{b} -кварка, а оставшиеся 10% составляют аннигиляционные каналы.

Благодаря результатам экспериментов БАК (в первую очередь эксперименту ЛНСб), масса B_c^+ -мезона была довольно точно измерена. Для этих исследований использовали большое количество новых распадов: $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi D^0 K^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi \bar{p} p \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+$ [44].

В протон-протонных столкновениях для рождения B_c^+ -мезона необходимо образование не только $(b\bar{b})$ кварковой пары, но и $(c\bar{c})$ -пары. Как результат, сечение рождения $(\bar{b}c)$ состояния существенно меньше по сравнению с сечением рождения B -мезонов, чармония или боттомония [45].

Время жизни B_c^+ -мезона существенно меньше времени жизни легких B -мезонов из-за присутствия c -кварка и подавления аннигиляционной диаграммы в распадах легких B -мезонов (элемент матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы V_{ub} очень мал, а нейтральные токи, меняющие ароматы, подавлены). Мировое среднее для времени жизни B_c^+ -мезонов составляет $(0,510 \pm 0,009) \times 10^{-12}$ с [5]. Большой вклад в учет влияния c -кварка в состоянии и измерения времени жизни B_c^+ -мезона внесли эксперименты БАК [46, 47].

Исследуемые распады B_c^+ -мезона на чармоний и легкие адроны могут быть описаны с использованием подхода факторизации квантовой хромодинамики [48], который характеризуется с помощью перехода $B_c^+ \rightarrow J/\psi W^{*+}$ [49] и универсальной спектральной функции виртуального W^{*+} бозона, распадающегося на легкие адроны [50, 51]. Феноменологическая модель, предложенная отечественными теоретиками А.В. Бережным, А.К. Лиходедом и А.В. Лучинским (модель BLL), основанная на этом подходе [50, 51], с хорошей точностью предсказывает значения парциальных ширин ранее обнаруженных распадов B_c^+ -мезонов [50, 51] и прекрасно описывает вклады резонансных структур в системах легких адронов [52]. Согласно BLL модели распады $B_c^+ \rightarrow J/\psi + R$ (где R – система из легких мезонов, например, $\pi^+\pi^-\pi^+$) связаны с распадом $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + R$. В обоих случаях конечное состояние R контролируется W^{*+} -бозоном, который связан с переходом $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^{*+}$ или с $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau W^{*+}$ [50, 53]. Но в отличие от распадов τ -лептона в распадах B_c^+ -мезонов возникает форм-фактор перехода. Поэтому, используя экспериментальные данные о распадах τ -лептонов на легкие адроны и теоретические предсказания для величины форм-фактора на основе правил сумм КХД или с помощью различных потенциальных моделей, авторы BLL модели делают предсказания о величине парциальной ширины распада $B_c^\pm \rightarrow \psi n h^\pm$ ($n = 3, 5$ или 7). Поиски новых распадов B_c^+ мезонов с чармонием и легкими адронами в конечном состоянии позволят более точно проверить гипотезу о факторизации, используемую при описании изучаемых процессов.

2.2 Отбор сигнальных событий

В ходе выполнения исследований был произведен поиск пяти Кабиббо-разрешенных распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ ($\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$) и двух Кабиббо-подавленных распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$. Анализ выполнен на данных, набранных установкой LHCb в протон-протонных соударениях в сеансах RunI и RunII и отвечающих интегральной светимости $\mathcal{L} = 9 \text{ фб}^{-1}$.

При изложении материала символ ψ используется для обозначения чармония (J/ψ - или $\psi(2S)$ -мезон), а символ h применяется вместо заряженного пиона или каона. Мода $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ реконструируется, используя распад чармония на два противоположно заряженных мюона ($\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$). При изучении распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ применяется мода $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. В поиске сигнальных кандидатов участвуют мюоны, которые вызвали срабатывание триггерной системы (линия триггера с J/ψ -кандидатом). В ходе проведения поиска на сигнальный и нормировочный каналы накладываются одинаковый набор ограничений, при этом величины этих ограничений должны быть максимально одинаковыми. Такая процедура помогает при вычислении отношения парциальных ширин получать минимальную систематическую ошибку. В анализе используется метод поиска удаленной вторичной вершины. Ограничения применяются как на кинематические переменные, так и на идентификационные. Для получения оптимального значения критерия отбора используется процедура оптимизации по параметру $S = N/\Delta N$, где N – выход сигнальных событий, ΔN – его статистическая значимость, S – значимость. Оптимальной считается точка, в которой значимость максимальна.

Поиск B_c^+ -кандидатов начинается с того, что пара двух мюонов противоположных знаков с поперечным импульсом более 550 МэВ/с ($p_T > 550$ МэВ/с) формируют общую вершину. Качество общей вершины мюонной пары проверяется требованием χ^2 -параметр аппроксимации димюонной вершины $\chi_{vtx}^2/ndf < 9$ (где ndf – число степеней свободы). Инвариантная масса $\mu^+ \mu^-$ пары лежит в диапазоне $3,0 < m_{\mu^+ \mu^-} < 3,2$ ГэВ/с² для J/ψ -кандидатов или $3,60 < m_{\mu^+ \mu^-} < 3,73$ ГэВ/с² для $\psi(2S)$ -кандидатов. Для поиска канала $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ инвариантная масса комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^-$ находится в диапазоне $3,67 < m_{J/\psi \pi^+ \pi^-} < 3,70$ ГэВ/с². Накладывается ограничение на значимость отлета ψ -кандидата от первичной вершины $DLS(\psi) > 3$. Это позволяет подавить комбинаторный фон от частиц, которые родились в точке протонных столкновений, и является неотъемлемым критерием метода поиска удаленной вторичной вершины. Так как B_c^+ -мезон тяжелая частица, то продукты его распада имеют большой поперечный импульс. Использование этого факта позволяет подавить комбинаторный фон. Поэтому поперечный импульс отобранных ψ -кандидатов должен удовлетворять требованию на его поперечный импульс $p_T(\psi) > 2$ ГэВ/с.

Далее проходит процедура отбора адронных кандидатов. Как отмечалось в предыдущей главе, для этого в эксперименте ЛНСб используют информацию от двух детекторов колец черенковского излучения. Эффективная и хорошая идентификация пионов или каонов в условиях установки ЛНСб возможна для треков с импульсом в диапазоне $3,2 < p < 150$ ГэВ/с. Для идентификации адронов используется выходная переменная нейронных сетей, обученная на специально отобранном образце пионов или каонов. Значение этой переменной для выделения пионов $\text{ProbNN}(\pi^\pm) > 0,4$, а для каонов – $\text{ProbNN}(K^\pm) > 0,3$. Для подавления случайных адронов используют ограничения на поперечный импульс треков. Пионный кандидат имеет поперечный импульс $p_T(\pi^\pm) > 400$ МэВ/с для всех распадов, кроме канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$, для которого $p_T(\pi^\pm) > 500$ МэВ/с. Каонные кандидаты имеют поперечный импульс $p_T(K^+) > 500$ МэВ/с для всех каналов, кроме распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$, для которого выполняется условие $p_T(K^+) > 800$ МэВ/с. Чтобы уменьшить долю треков из первичной вершины, адроны должны обладать прицельным параметром по отношению к точке взаимодействия. Величина χ^2 -прицельного параметра, используемого в анализе для каонов и пионов, больше девяти ($\chi_{IP}^2 > 9$), а для каналов с двумя каонами больше шести ($\chi_{IP}^2 > 6$). Вариация ограничений для различных каналов объясняется различным уровнем комбинаторного фона в исследуемых каналах.

Далее, отобранные ψ -кандидаты объединяются с тремя заряженными треками, идентифицируемыми как каоны или пионы, и формируют B_c^+ -кандидат. Если в событии восстановлено несколько B_c^+ -кандидатов, то для анализа оставляется наилучший. Критерием выбора является минимальное χ^2 -значение прицельного параметра по отношению к первичной вершине. Эта переменная отбирает B_c^+ -кандидаты, которые имеют направление на первичную вершину. Для всех каналов используют ограничение $\chi_{IP}^2(B_c^+) < 6$, а для распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ – меньше девяти. Комбинаторный фон от случайных адронов из первичной вершины подавляется требованием на качество вершины B_c^+ -кандидата. Вершина, которая состоит из двух мюонов и трех адронов, должна удовлетворять требованию $\chi_{vtx}^2(B_c^+) < 35$. Главной особенностью анализа удаленной вторичной вершины является требование на время пролета отобранного кандидата. Оно должно быть больше 175 мкм для кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$, и больше 125 мкм для оставшихся каналов. Инвариантная масса отобранных

Таблица 5 — Список общих ограничений изучаемых распадов

Критерий	Значение
$p_T(\mu)$	$> 0,55 \text{ ГэВ}/c$
$\chi_{vtx}^2/ndf(\psi)$	< 9
$DLS(\psi)$	> 3
$p_T(\psi)$	$> 2 \text{ ГэВ}/c$
	$\in [3,0; 3,2] \text{ ГэВ}/c^2 (J/\psi)$
$m_{\mu^+\mu^-}$	$\in [3,60; 3,73] \text{ ГэВ}/c^2 (\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$
	$\in [3,67; 3,70] \text{ ГэВ}/c^2 (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)$
$p(K^\pm)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}(K^\pm)$	$> 0,3$
$p(\pi^\pm)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}(\pi^\pm)$	$> 0,4$
$\chi_{vtx}^2(B_c^+)$	< 35
$m_{\psi 3h^\pm}$	$\in [6,15; 6,45] \text{ ГэВ}/c^2$
$\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+)$	< 5

B_c^+ -кандидатов лежит в диапазоне $6,15 - 6,45 \text{ ГэВ}/c^2$. Чтобы уменьшить ширину инвариантной массы отобранных для анализа B_c^+ -кандидатов используют специальную процедуру, которая называется кинематической подгонкой дерева распада (decay tree fitter) [54]. Для отобранного кандидата его дерево распада заново реконструируется с учетом влияния всех треков в конечном состоянии, уточненных положений первичной и вторичной вершин. При проведении такой уточняющей процедуры требуют, чтобы инвариантная масса мюонной пары соответствовала значению массы ψ -мезона из таблицы свойств элементарных частиц [5]. Кроме того, проверяется, что геометрическая сумма импульсов всех частиц, которые образуют B_c^+ -кандидат, имеет направление из первичной вершины в вершину распада. Критерий качества такой операции $\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+)$ (ndf – число степеней свободы) удовлетворяет требованию $\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+) < 5$.

Набор требований, являющийся общим для всех исследуемых распадов B_c^+ -мезона, приведен в таблице 5. Список индивидуальных требований в исследуемых каналах перечислен в таблице 6. Список ограничений, применяемых к различным массовым комбинациям представлен в таблице 7.

Для уменьшения комбинаторного фона от возможных распадов промежуточных частиц, таких как B_s^0 -, B^0 -, D_s^+ - и D^0 -мезоны, накладывается вето

Таблица 6 — Список индивидуальных ограничений изучаемых распадов

Распад	$\chi_{IP}^2(h^\pm)$	$p_T(K^\pm),$ ГэВ/с	$p_T(\pi^\pm),$ ГэВ/с	$c\tau(B_c^+),$ мкм	$\chi_{IP}^2(B_c^+)$
$B_c^+ \rightarrow \psi\pi^+\pi^-\pi^+$	> 9	—	$> 0,4$	> 175	< 6
$B_c^+ \rightarrow \psi\pi^+$	> 9	—	$> 0,4$	> 175	< 6
$B_c^+ \rightarrow \psi K^+K^-\pi^+$	> 6	$> 0,5$	$> 0,4$	> 125	< 9
$B_c^+ \rightarrow \psi K^+\pi^-\pi^+$	> 9	$> 0,8$	$> 0,5$	> 175	< 6
$B_c^+ \rightarrow \psi K^+K^-K^+$	> 9	$> 0,5$	—	> 125	< 6

Таблица 7 — Ограничения по массовым комбинациям для исключения из анализа вкладов промежуточных частиц

Распад	Массовые комбинации, ГэВ/с ²	
$B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+$	$m_{J/\psi\pi^+\pi^-}$	$\notin [3,67; 3,70] (\psi(2S))$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$	$m_{J/\psi K^+K^-}$	$\notin [5,34; 5,39] (B_s^0)$
	$m_{J/\psi K^-\pi^+}$	$\notin [5,25; 5,30] (B^0)$
	$m_{K^+K^-\pi^+}$	$\notin [1,94; 1,98] (D_s^+)$
	$m_{K^-\pi^+}$	$\notin [1,85; 1,88] (D^0)$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$	$m_{\psi(2S)K^+K^-}$	$\notin [5,34; 5,39] (B_s^0)$
	$m_{\psi(2S)K^-\pi^+}$	$\notin [5,25; 5,30] (B^0)$
	$m_{K^+K^-\pi^+}$	$\notin [1,94; 1,98] (D_s^+)$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$	$m_{J/\psi K^+\pi^-}$	$\notin [5,25; 5,30] (B^0)$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$	$m_{J/\psi K^+K^-}$	$\notin [5,34; 5,39] (B_s^0)$

на массу следующих комбинаций: ψK^+K^- , $\psi K^\mp\pi^\pm$, $K^+K^-\pi^+$ и $K^-\pi^+$. Соответственно, чтобы подавить вклад от таких распадов, требовалось, чтобы инвариантная масса любых комбинаций, используемых в анализе, лежала бы вне массового интервала шириной ± 3 стандартных отклонения вокруг номинальной массы вышеуказанных мезонов [5]. Для распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+$ вклад от распада $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)\pi^+$ был исключен добавлением ограничения $3,67 < m_{J/\psi\pi^+\pi^-} < 3,70 \text{ ГэВ/с}^2$. Согласно теоретическим расчетам, в соответствии с моделью BLL [55], распады $B_c^+ \rightarrow \psi K^+K^-\pi^+$ проходят с доминирующим вкладом \bar{K}^{*0} -мезона, распадающегося в конечное состояние $K^-\pi^+$. Поэтому для более эффективного отбора редких распадов $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ используется условие на инвариантную массу $K^-\pi^+$ комбинации. Таким образом, требуется, чтобы инвариантная масса $K^-\pi^+$ системы

была в диапазоне массы \bar{K}^{*0} -состояния от 0,74 до 1,04 ГэВ/ c^2 . В случае наличия двух (или более) B_c^+ -кандидатов в одном и том же событии в диапазоне масс $6,15 < M(B_c^+) < 6,45$ ГэВ/ c^2 для анализа выбирается только один кандидат. Процедура удаления множественного счета в анализируемых данных была реализована методом, описанным в разделе 1.7.3.

2.3 Определение выхода числа сигнальных событий

На рисунке 17 показаны распределения инвариантных масс отобранных кандидатов для каналов: $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$. Для того чтобы определить количество событий, в каждом канале выполняется одновременная аппроксимация шести распределений инвариантных масс. Подбор параметров функций аппроксимаций осуществляется методом небинированного максимального правдоподобия. Для распада $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+$ количество событий определяется одновременным подбором параметров аппроксимирующих функций для распределений инвариантных масс по двум комбинациям: $J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ и $J/\psi \pi^+\pi^-$. Чтобы уменьшить возможную корреляцию между инвариантными массами $m_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}$ и $m_{J/\psi \pi^+\pi^-}$, в соответствии с работами [56, 57], инвариантная масса $J/\psi \pi^+\pi^-$ комбинации была пересчитана с требованием соответствия массы B_c^+ -кандидата значению из таблицы свойств элементарных частиц [5].

В каждом распределении инвариантной массы на рисунке 17 хорошо виден сигнальный пик, который соответствует искомому распаду. Каждое распределение описывается суммой сигнальной и фоновой функций. Полином первой степени используется для описания фона. В качестве сигнальной функции используется модифицированная функция Гаусса с левыми (α_L, n_L) и правыми (α_R, n_R) уширяющими параметрами. Значения уширяющих параметров получены из данных математического моделирования изучаемых распадов. Эта функция имеет следующий аналитический вид [58]:

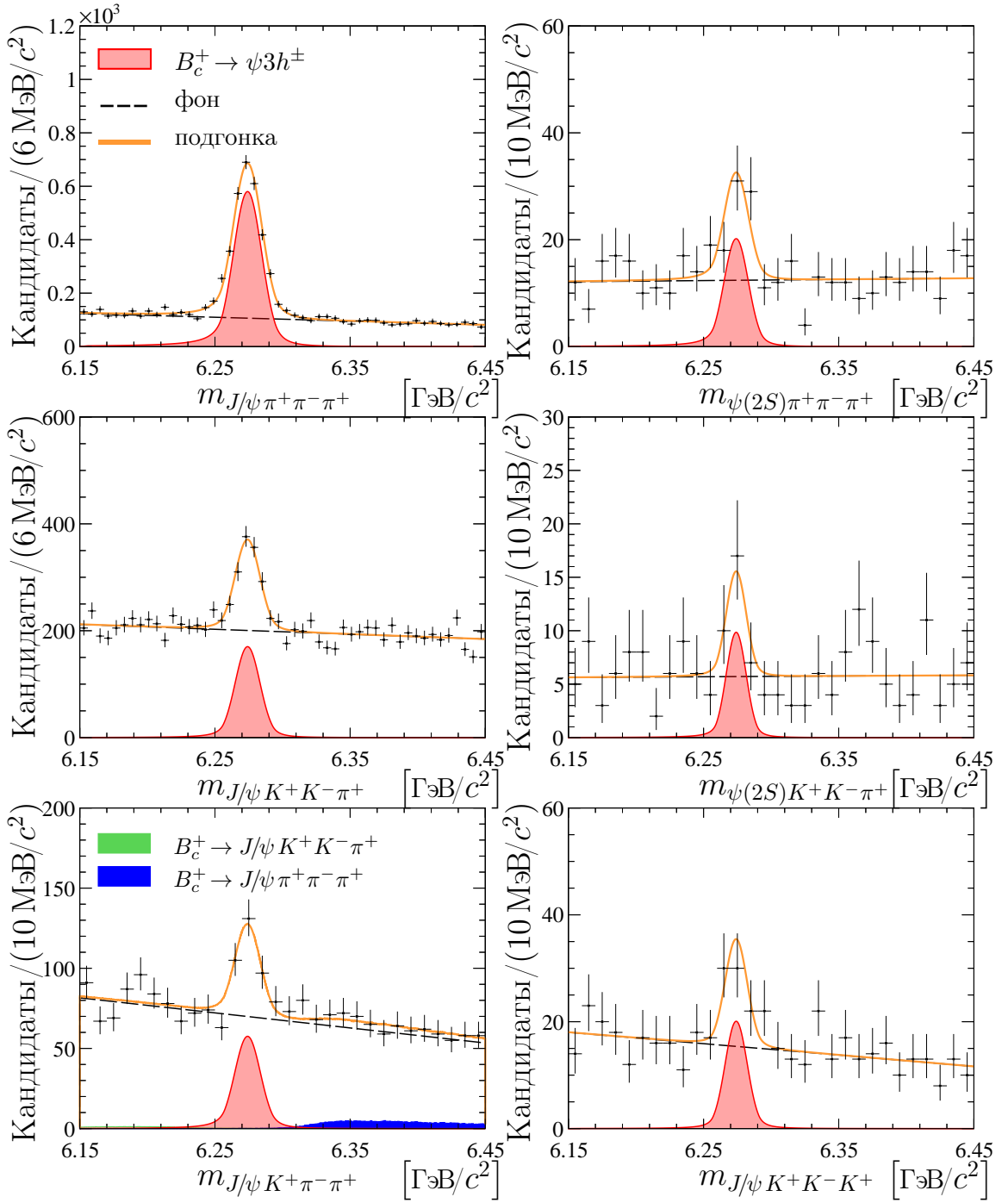


Рисунок 17 — Распределение инвариантной массы $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ кандидатов

$$F_{DSCB}(m) = \begin{cases} A_L(B_L - \frac{m-M}{\sigma})^{-n_L} & , \frac{m-M}{\sigma} < -\alpha_L \\ e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma^2}} & , -\alpha_L \leq \frac{m-M}{\sigma} \leq \alpha_R \\ A_R(B_R - \frac{m-M}{\sigma})^{-n_R} & , \frac{m-M}{\sigma} > \alpha_R \end{cases} \quad (1)$$

где $A_i = \left(\frac{n_i}{\alpha_i}\right)^{n_i} \times e^{-\frac{\alpha_i^2}{2}}$;

$B_i = \frac{n_i}{|\alpha_i|} - |\alpha_i|$;

m – переменная;

M – положение пика;

σ – ширина распределения.

Для описания инвариантной массы в канале $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ необходимо использовать четыре функции (двумерная подгонка):

– сигнал через резонанс $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$ – произведение двух модифицированных функций Гаусса (ур. 1) с уширяющими параметрами из данных математического моделирования;

– сигнал без резонанса $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ – произведение сигнальной функции по проекции B_c^+ -кандидата и полином первой степени в проекции $J/\psi \pi^+ \pi^-$;

– комбинация истинного $\psi(2S)$ -кандидата и случайного заряженного пиона (не из распада B_c^+ -мезона) – сигнал по проекции $\psi(2S)$ -комбинации и полином первой степени, умноженный на функцию двухчастичного фазового объема [59];

– комбинаторный фон – двумерный полином первого порядка.

Для Кабиббо-подавленного распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ добавляются компоненты, описывающие вклады от Кабиббо-разрешенных распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, где каон может быть ошибочно идентифицирован как пион, и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, где пион ошибочно идентифицирован как каон. Описание форм этих вкладов берется из данных математического моделирования. Параметры, характеризующие количество неверно идентифицированных событий, фиксировались к ожидаемому значению, оцененному с использованием экспериментальных данных.

В модели подгонки положение сигнала B_c^+ -мезона во всех модах является общим параметром ($m_{B_c^+}$). Значение этого параметра определяется из аппроксимации статистически обеспеченной моды $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$. Для описания сигнальных вкладов ширина распределений в уравнении 1 для B_c^+ - и $\psi(2S)$ -кандидатов фиксируется к значениям, которые были получены из данных математического моделирования. Чтобы учесть неточности в описании ширины сигнала в данных и математическом моделировании, используются поправочные коэффициенты $s_{B_c^+}$ и $s_{\psi(2S)}$. При выполнении

Таблица 8 — Число событий и значимость сигнала в исследуемых каналах
(m — масса)

Мода	Количество событий	Значимость
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	2750 ± 69	—
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	686 ± 48	—
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	43 ± 10	5,2
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	148 ± 22	7,8
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	49 ± 11	5,8
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	19 ± 6	3,7
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	54 ± 9	11,8
Параметр	Значение	
$m_{B_c^+}$, МэВ/ c^2	$6274,14 \pm 0,26$	
$m_{\psi(2S)}$, МэВ/ c^2	$3686,05 \pm 0,01$	
$s_{B_c^+}$	$1,096 \pm 0,029$	
$s_{\psi(2S)}$	$1,048 \pm 0,004$	

процедуры аппроксимации распределений инвариантной массы эти коэффициенты являются свободными параметрами. Эта процедура позволяет при выполнении подгонки учесть неопределенности в параметре разрешения по инвариантной массе ($\sigma \pm \Delta\sigma$). Для определения поправочного коэффициента $s_{B_c^+}$ между данными математического моделирования и экспериментальными данными используют канал с максимальной статистикой $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$. Поправочный коэффициент $s_{\psi(2S)}$ и параметр положения пика для сигнальной компоненты $\psi(2S)$ -кандидата определяется из сравнения результатов в статистически обеспеченном канале $B^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) K^+$ [56]. Распределения инвариантных масс B_c^+ -кандидатов в каналах $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ представлены на рисунках 17 и 18. Параметры сигналов, определенные из аппроксимации распределений физических данных, представлены в таблице 8.

Статистическая значимость распадов $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ оценивается методом упрощенного моделирования данных (псевдоэксперименты). Для примера разберем процедуры для моды $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$. Процедура построена на случайном розыгрыше распределения инвариантной массы $m_{\psi(2S)K^+K^- \pi^+}$ в диапазоне табличной массы B_c^+ -мезона с количеством событий, которые

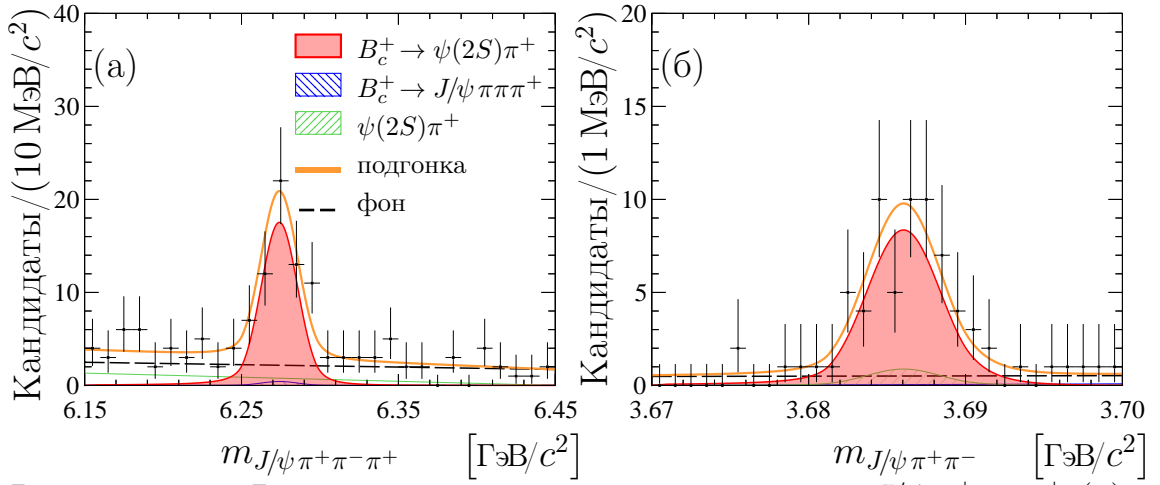


Рисунок 18 — Распределения инвариантной массы $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ (а) и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (б) комбинаций в области $\psi(2S)$ -состояния в распаде $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ (двумерная подгонка)

соответствуют числу событий экспериментальных данных. Розыгрыш псевдоэкспериментов выполняется с использованием формы фоновой компоненты, параметры которого получены при выполнении процедуры подгонки. В диапазоне массы от 6,15 до 6,45 $\text{ГэВ}/c^2$ случайным образом на основе генератора случайных чисел разыгрывается фоновый компонент из модели аппроксимации. Таким образом, полученная форма фона моделируется для каждого псевдоэксперимента. Полное количество псевдоэкспериментов составило 10^7 испытаний. Затем полученный результат моделирования аппроксимируется функциями, которые используются в основной подгонке.

Количество (число) сигнальных событий, которое получилось после подгонки псевдоэксперимента, записывается в отдельную гистограмму (рис. 19 (а)). Как видно из рисунка из 10 миллионов случайным образом разыгранных событий только 1223 раза количество сигнальных событий было больше, чем наблюдаемое число распадов в канале $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$. Таким образом, вероятность того, что флуктуация фона случайным образом произведет более 19 событий, составляет 0,012%. Это соответствует значимости 3,7 стандартных отклонения. На рисунке 19 (б) показан график разностей логарифмов функций правдоподобия $-\Delta \ln \mathcal{L}$. Оцененная статистическая значимость сигнала $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ составила 4,0 стандартных отклонения. При формировании образца данных упрощенного моделирования используется разработанный метод распараллеливания обработки данных (раздел 1.7.1). Аналогичным образом были получены значения значимости для всех каналов, изучаемых в данной Главе. Статистические значимости представлены в таблице 9.

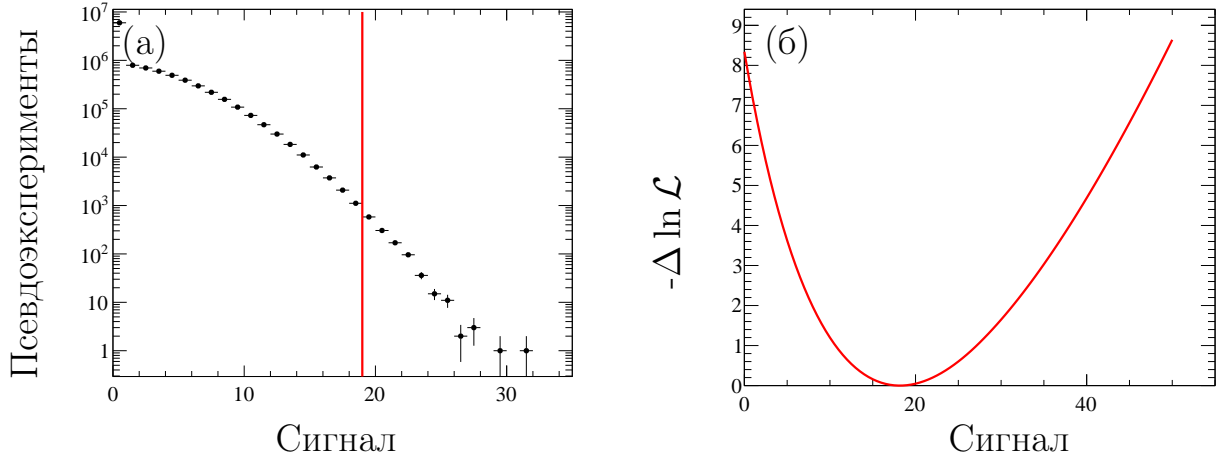


Рисунок 19 — Количество сигнальных событий, полученное из псевдоэкспериментов (а). График разностей логарифма функции правдоподобия $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ распада из основного фита (б)

Таблица 9 — Показатели значимости сигнала изучаемых распадов B_c^+ -мезона

Распад	Псевдоэксперименты	$-\Delta \ln \mathcal{L}$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$	$3,7\sigma$	$4,0\sigma$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$	$5,2\sigma$	$4,9\sigma$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$5,8\sigma$	$5,6\sigma$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$	$7,8\sigma$	$7,6\sigma$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$	$11,8\sigma$	$8,0\sigma$

2.4 Изучение резонансных структур

Исследуемый канал распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ имеет широкую резонансную структуру в распределениях по массам $\pi^+ \pi^- \pi^+$ и $\pi^+ \pi^-$ комбинаций, как показано на рисунке 20. Оценка вкладов резонансных структур проводится с использованием статистической техники вычитания левых и правых контрольных интервалов [60] по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ системы (рисунок 20). Полученный резонансный сигнал соответствует вкладу $a_1(1260)^+$ -состояния через $f_2(1270)$ -, $f_0(1370)$ - или $\rho(1450)$ -мезоны [61] (далее R структуры). Для определения доли перечисленных распадов распределение инвариантной массы $\pi^+ \pi^-$ комбинации аппроксимировалась методом небинированного максимального правдоподобия. В модели подгонки участвуют три компонента:

- функция, описывающая распад B_c^+ -мезона через $\rho^0(770)$ -резонанс;

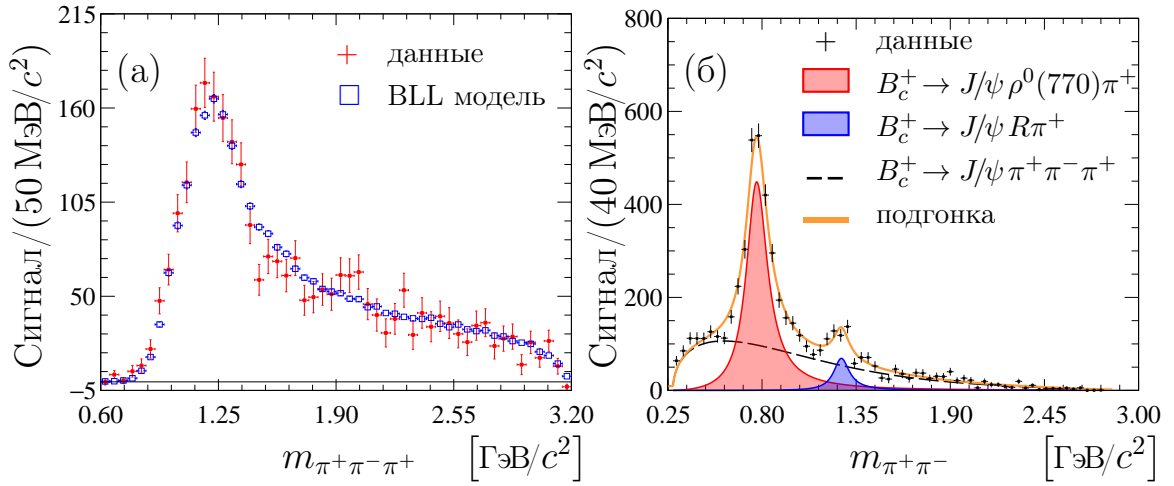


Рисунок 20 — Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-\pi^+$ (а) и $\pi^+\pi^-$ (б) комбинаций из распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$

- функция, описывающая распад B_c^+ -мезона через резонанс в системе $\pi^+\pi^-$, которые не соответствуют $\rho^0(770)$ -резонансу;
- функция, описывающая распады B_c^+ -мезона в конечное состояние $J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ при условии отсутствия резонансного вклада в системе $\pi^+\pi^-$.

Для описания резонансного компонента применяется релятивистская функция Брейта-Вигнера в P- и S-волне с учетом поправочного коэффициента Блатта-Вайскопфа с радиусом мезона $3,5 \text{ ГэВ}^{-1}$ [62]. Нерезонансный компонент описывается произведением $\Phi(2; 4)$ двухчастичным фазовым объемом в четырехчастичном состоянии [59] на функцию полином второй степени. Положение массы и натуральной ширины в модели подгонки варьируется в пределах значений, указанных в таблице свойств элементарных частиц [5]. Параметры R-структуры свободные и варьируются в процессе подгонки.

Результаты подбора параметров подгонки приведены в таблице 10. Статистическая значимость R-структуры была вычислена с использованием формулы $S_\sigma \equiv \sqrt{-2 \ln \frac{\mathcal{L}_B}{\mathcal{L}_{S+B}}}$, где \mathcal{L}_{S+B} (\mathcal{L}_B) – вероятность присутствия сигнала и фона (только фона) [63]. Статистическая значимость составляет восемь стандартных отклонений. Полученные масса и ширина структуры функции Брейта-Вигнера согласуются со значениями для $f_0(1370)$ -состояния [5]. Отношение числа событий, которые проходят через R-резонанс, к числу событий через $\rho^0(770)$ -мезон (таблица 10), составляет $(11,8 \pm 1,6) \%$. Данное число находится в хорошем согласии с результатом коллаборации CLEO по анализу резонансных вкладов в распаде $a_1(1260)^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ с использованием диаграммы Далица [61]. И это отношение существенно больше, чем отношения, если бы распад происходил

Таблица 10 — Параметры сигналов резонансных структур распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, полученных из аппроксимации инвариантной массы $\pi^+ \pi^-$ комбинации, где f — доля исследуемой структуры в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, m — масса, Γ — ширина исследуемой структуры

Параметр	Значение
$f_{\rho^0(770)}^{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+}$, %	$88,1 \pm 3,0$
$f_R^{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+}$, %	$10,4 \pm 1,4$
m_R , МэВ/ c^2	1265 ± 10
Γ_R , МэВ	110 ± 21

бы через $f_2(1270)$ - или $\rho(1450)$ -состояния. Таким образом, данный пик R интерпретируется как $f_0(1370)$ -мезон, хотя вклад от $f_2(1270)$ - или $\rho(1450)$ -состояний не исключен. Для более точной интерпретации данной резонансной структуры необходимо дальнейшее изучение на существенно большем объеме экспериментальных данных.

Теоретическая модель BLL предсказывает, что большая часть распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ проходит через промежуточный \bar{K}^{*0} -мезон [64], в то время как распады через промежуточные ϕ -мезоны должны быть подавлены. Для того чтобы оценить вклад резонансных структур, в системе комбинаций $K^- \pi^+$ и $K^+ K^-$ используется статистическая техника вычитания контрольных интервалов [60]. В качестве дискриминационной переменной используют инвариантную массу $J/\psi K^+ K^- \pi^+$ комбинации. Полученные распределения приведены на рисунке 21. Для определения доли распадов, идущих через \bar{K}^{*0} - и ϕ -резонансы, инвариантная масса $K^- \pi^+$ и $K^+ K^-$ комбинаций аппроксимируется методом небинированного максимального правдоподобия. В модели подгонки участвуют две функции. Функция релятивистского Брейта-Вигнера в Р-волне используется для описания вклада событий, идущих через \bar{K}^{*0} - или ϕ -резонансы. Функция, которая описывает вклад распадов, идущих без образования резонансов, является функцией $\Phi(2; 4)$ двухчастичного фазового объема в четырехчастичном состоянии [59]. Параметры массы и ширины \bar{K}^{*0} - и ϕ -резонансов варьируются в рамках погрешностей, указанных в справочнике свойств элементарных частиц [5]. Доли распадов B_c^+ -мезона в конечное $J/\psi K^+ K^- \pi^+$ состояние через

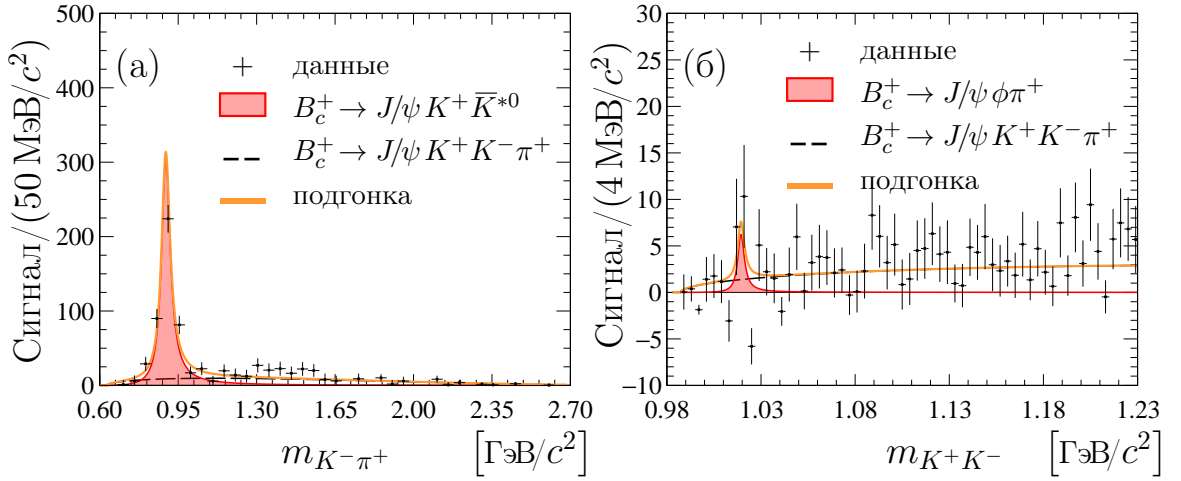


Рисунок 21 — Распределение инвариантной массы $K^- \pi^+$ (а) и $K^+ K^-$ (б) комбинаций из распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$

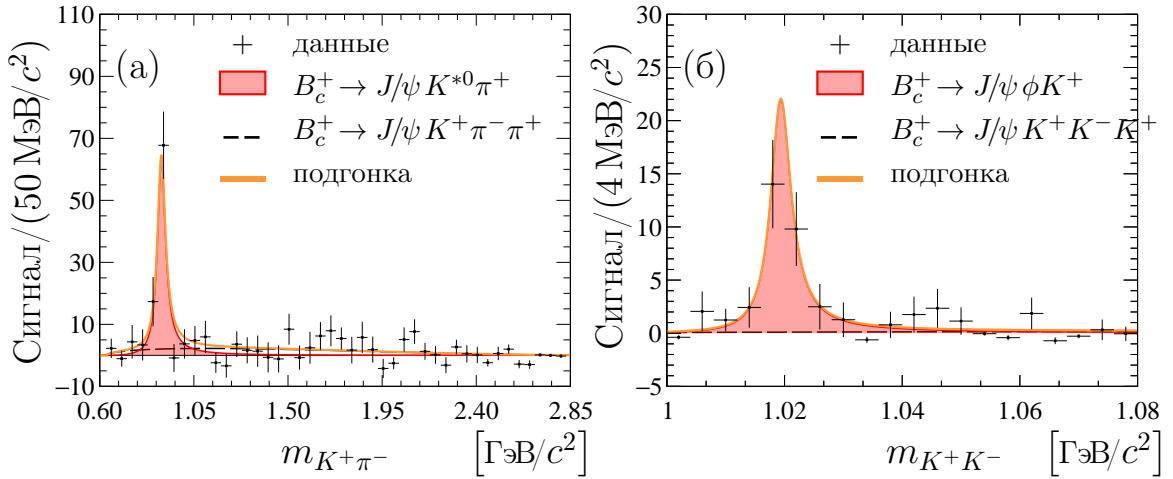


Рисунок 22 — Распределение инвариантной массы $K^+ \pi^-$ (а) и $K^+ K^-$ (б) комбинаций из распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$

промежуточные \bar{K}^{*0} - и ϕ -резонансы составляет $(64,5 \pm 4,7)\%$ и $1,6^{+0,7}_{-0,6}\%$, соответственно. Верхний предел на долю распадов, идущих через ϕ -мезон, меньше $3,9$ ($4,5$)% на 90 (95)% уровне достоверности.

Оценка вкладов резонансных структур в системах $K^+ \pi^-$ и $K^+ K^-$ для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ проводится, используя статистическую технику sPlot [60] (рис. 22). Модель аппроксимации соответствует модели, которая используется для описания \bar{K}^{*0} - или ϕ -структур в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$. Большая часть распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ проходит через K^{*0} -мезон, доля которых составляет $(61,3 \pm 5,0)\%$. После изучения инвариантной массы $K^+ K^-$ комбинации был сделан вывод, что наибольший вклад в распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ дает канал $B_c^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ – $(90 \pm 19)\%$. В данной главе используются только статистические неопределенности. Измеренные

значения вкладов резонансных структур находятся в хорошем согласии с предсказаниями BLL модели.

2.5 Эффективность восстановления событий

В ходе проведения анализа для получения значений эффективностей, которые необходимы для вычисления отношений парциальных ширин исследуемых распадов, используют данные математического моделирования. Полная эффективность восстановления событий ε^{tot} вычисляется по формуле, состоящей из нескольких множителей:

$$\varepsilon^{tot} = \varepsilon^{gen\&acc} \times \varepsilon^{rec\&sel} \times \varepsilon^{hID\&tr} \times \varepsilon^{trig}, \quad (2)$$

где $\varepsilon^{gen\&acc}$ – эффективность генератора Монте-Карло и углового захвата установки;

$\varepsilon^{rec\&sel}$ – эффективность реконструкции и отбора событий;

$\varepsilon^{hID\&tr}$ – эффективность идентификации адронов с учетом поправок на трековую эффективность;

ε^{trig} – эффективность триггерной системы для отбора сигнального распада.

Для более корректного описания распадов и учета реальной множественности вторичных заряженных частиц трековые поправки и эффективность адронной идентификации вычисляется на экспериментальных данных. Так как в анализе используются данные, набранные установкой ЛНСб в разных условиях, то эффективность вычисляется для каждого периода и для каждого изучаемого канала отдельно. Подробное описание коррекции данных математического моделирования изложено в следующем разделе.

2.5.1 Коррекция данных математического моделирования

Изучаемые каналы распада $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ содержат резонансные структуры в системах $K^- K^+$, $\pi^- \pi^+$, $K^+ \pi^-$ и $K^- \pi^+$, как обсуждалось в предыдущем

разделе. Результаты математического моделирования могут недостаточно хорошо описывать распределения по инвариантным массам данных систем. На рисунках 23 и 24 показано сравнение распределений инвариантных масс K^-K^+ , $\pi^-\pi^+$, $K^+\pi^-$ и $K^-\pi^+$ комбинаций для изучаемых распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$ между экспериментальными данными и данными математического моделирования. Данные математического моделирования прошли все этапы реконструкции и восстановления событий (т.е. учитывают реальную геометрию детектора и распределение вещества в нем) и прошли программное обеспечение и алгоритмы, которые имитируют работу триггерной системы. Распределения инвариантных масс резонансных структур в соответствующих комбинациях адронов получены на основе экспериментальных данных после применения статистической техники вычитания левых и правых контрольных интервалов [60]. Из сравнения (рис. 23, 24) видно, что спектры имеют изначально небольшие расхождения. Чтобы уменьшить влияние этих неточностей на окончательный вывод или получение значений эффективности, необходимо данные математического моделирования «перезвесить» с учетом поправочных коэффициентов (применить веса). Данные поправочные коэффициенты (веса) определяются из отношения распределений по инвариантной массе соответствующих комбинаций между экспериментальными данными и исходным математическим моделированием. Как видно из сравнения, с учетом применяемых поправок (после применения весов к данным математического моделирования), экспериментальные спектры и спектры математического моделирования находятся в хорошем согласии друг с другом.

2.5.2 Эффективность генератора и акцептанса установки

Эффективность генератора и углового захвата установки ЛНСб обусловлена ее геометрическими размерами и особенностями. Спектрометр регистрирует частицы в области псевдобыстрот $2 < \eta < 5$, остальные не попадают в рабочий объем установки. Эффективность генератора и акцептанса установки оценивается с использованием статистических таблиц, созданных с использованием пакета MCStatTools [65]. Например, исполняемый файл распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ для создания данных математического моделирования состоит из двух вкладов:

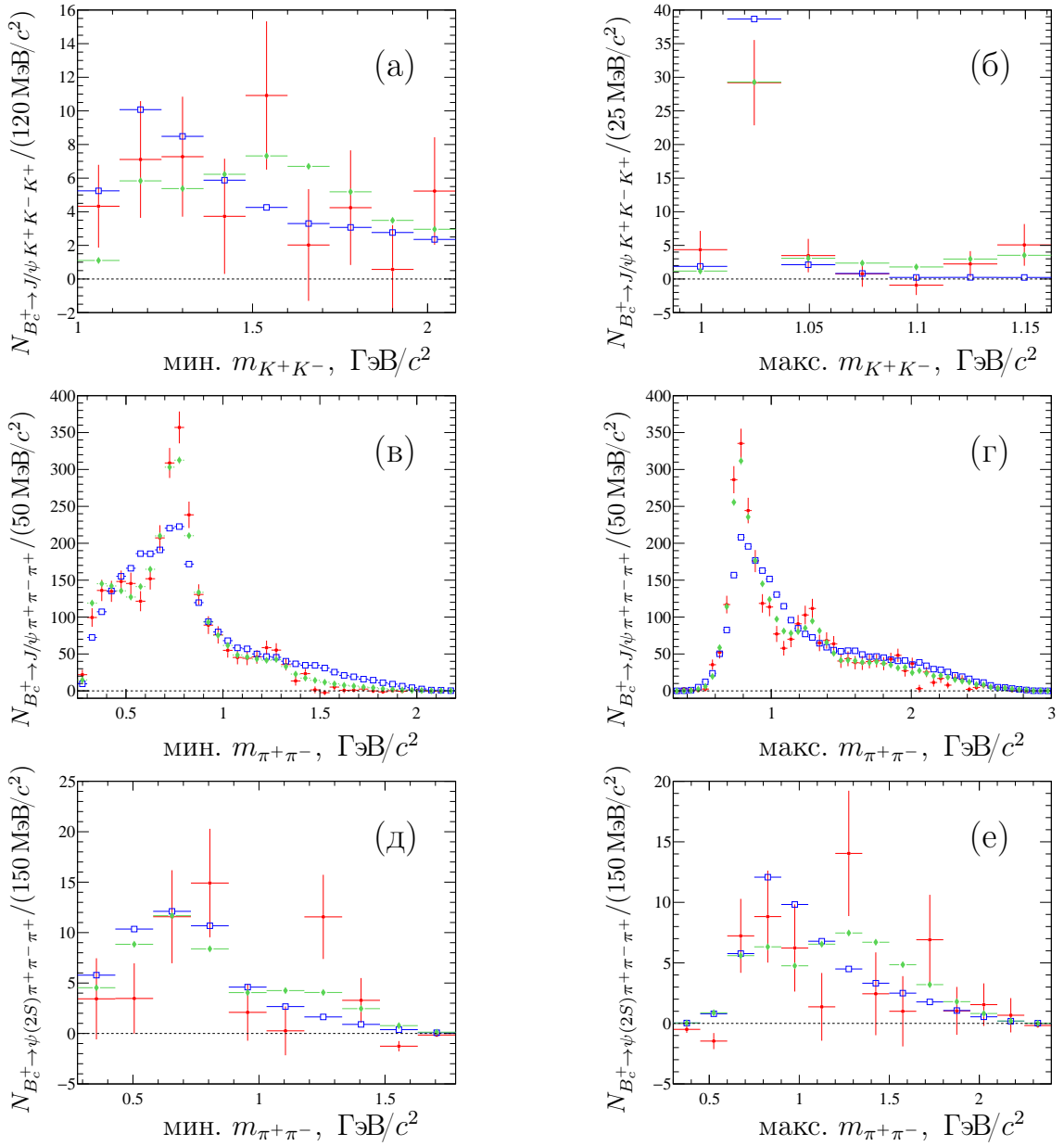


Рисунок 23 — Спектры минимальных и максимальных значений массовых комбинаций K^+K^- и $\pi^+\pi^-$ систем в распадах $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$ (а, б), $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ (в, г) и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ (д, е). Красным цветом обозначаются экспериментальные данные, синим — данные математического моделирования, зеленым — данные математического моделирования с учетом коррекции

- доля распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ составляет 80%;
- доля распадов $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$, $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$ составляет 20%;

Поскольку реконструируемая доля событий математического моделирования для каждого вклада распада довольно сильно отличается от доли (из-за кинематических особенностей распадов), указанной в исполняемом файле, для получения эффективности генератора и геометрического акцептанса

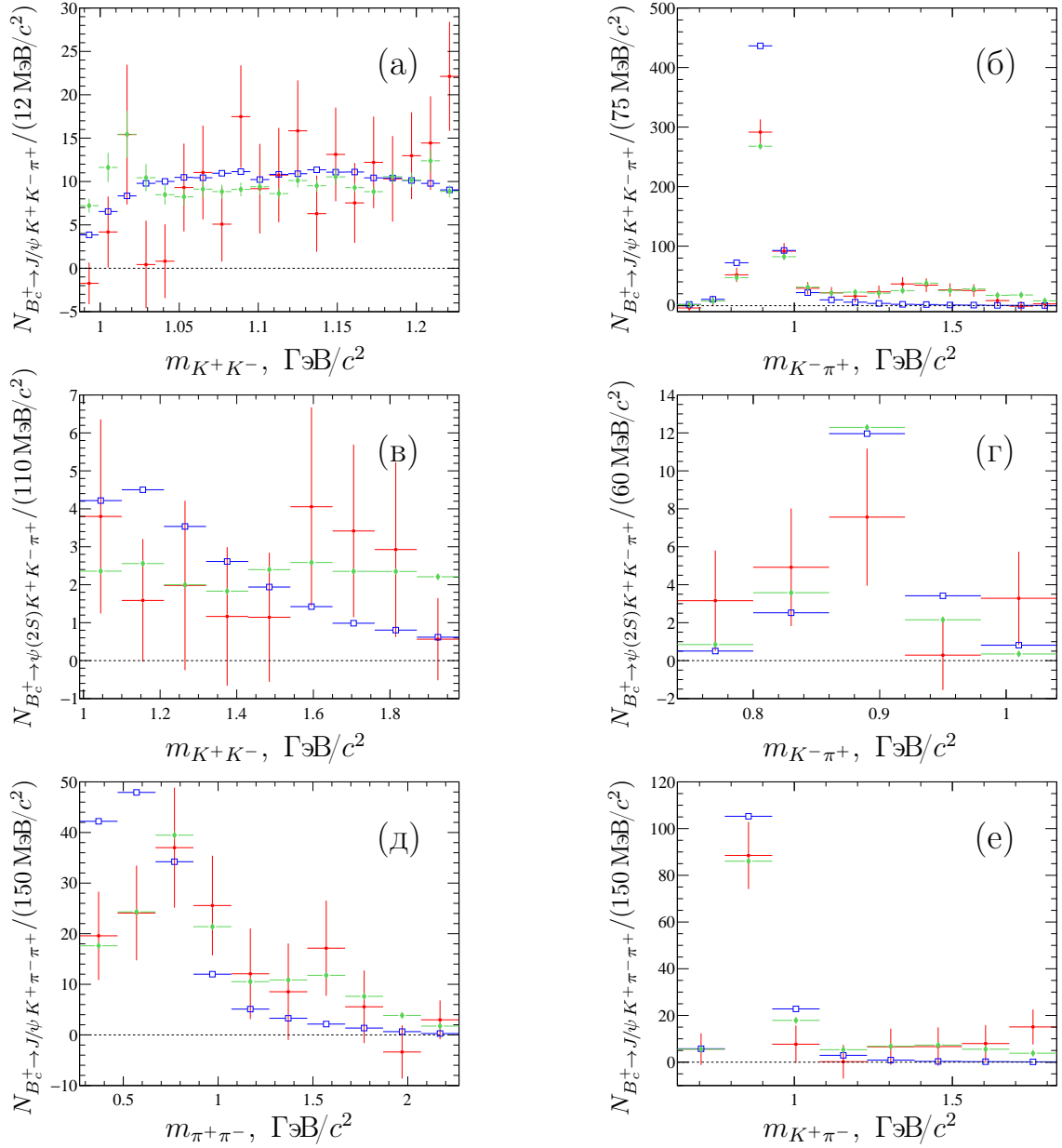


Рисунок 24 — Спектры массовых комбинаций K^+K^- (а, в) и $K^-\pi^+$ (б, г) в распадах систем $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$. В распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$ исследуются массовые комбинации $\pi^+\pi^-$ и $K^-\pi^+$ (д, е). Красным цветом обозначаются экспериментальные данные, синим — данные математического моделирования, зеленым — данные математического моделирования с примененными к ним весам

распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ используется формула:

$$\varepsilon^{gen\&acc} = \varepsilon_{table}^{gen\&acc} \times \frac{f_{sample}}{f_{DecFile}}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{table}^{gen\&acc}$ – эффективность генератора и геометрического аксептанса, полученная из статистических таблиц;

$f_{DecFile}$ – доля сгенерированных событий, указанная в исполняемом файле;

f_{sample} – доля сгенерированных событий после применения критериев генераторного уровня, полученная с помощью данных математического моделирования.

Вычисленные значения (с учетом периода набора данных) эффективностей генератора и геометрического аксептанса установки представлены в таблице 11 (2011 – 2015 гг.) и таблице 12 (2016 – 2018 гг.).

Таблица 11 — Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\varepsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$11,369 \pm 0,010$	$11,887 \pm 0,007$	$13,583 \pm 0,016$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$11,556 \pm 0,010$	$12,058 \pm 0,010$	$13,764 \pm 0,016$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$11,809 \pm 0,026$	$12,285 \pm 0,020$	$13,886 \pm 0,043$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$12,502 \pm 0,016$	$12,997 \pm 0,012$	$14,666 \pm 0,019$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$12,776 \pm 0,016$	$13,215 \pm 0,012$	$14,921 \pm 0,019$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$13,266 \pm 0,011$	$13,742 \pm 0,009$	$15,434 \pm 0,018$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$11,984 \pm 0,010$	$12,497 \pm 0,008$	$14,224 \pm 0,017$

Таблица 12 — Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\varepsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$13,573 \pm 0,007$	$13,572 \pm 0,007$	$13,580 \pm 0,006$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$13,728 \pm 0,016$	$13,758 \pm 0,015$	$13,753 \pm 0,006$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$13,984 \pm 0,030$	$13,922 \pm 0,032$	$13,951 \pm 0,030$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$14,673 \pm 0,011$	$14,690 \pm 0,010$	$14,674 \pm 0,009$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$14,921 \pm 0,013$	$14,941 \pm 0,013$	$14,905 \pm 0,012$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$15,460 \pm 0,008$	$15,460 \pm 0,008$	$15,447 \pm 0,007$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$14,214 \pm 0,007$	$14,210 \pm 0,007$	$14,208 \pm 0,007$

2.5.3 Эффективность реконструкции и отбора событий

Для вычисления эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$) применяется формула, учитывающая вес поправок $w_{dec. model}$ данных математического моделирования для правильного описания резонансных структур $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ (раздел 2.4):

$$\varepsilon^{rec\&sel} = \frac{\sum_{\text{после } rec\&sel} w_{dec. model}}{\sum_{\text{до } rec\&sel} w_{dec. model}}. \quad (4)$$

Расчет эффективностей производится по всем восстановленным событиям с учетом требований отбора, за исключением триггера и переменных ProbNN для каонов или пионов. Значения эффективностей реконструкции и отбора событий представлены в таблице 13 (2011 – 2015 гг.) и таблице 14 (2016 – 2018 гг.).

Таблица 13 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$0,660 \pm 0,008$	$0,662 \pm 0,006$	$0,750 \pm 0,012$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$0,632 \pm 0,009$	$0,621 \pm 0,006$	$0,698 \pm 0,013$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$0,395 \pm 0,014$	$0,384 \pm 0,010$	$0,395 \pm 0,020$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$0,868 \pm 0,043$	$0,934 \pm 0,033$	$0,954 \pm 0,042$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$0,669 \pm 0,014$	$0,671 \pm 0,011$	$0,737 \pm 0,016$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$0,787 \pm 0,018$	$0,794 \pm 0,014$	$0,907 \pm 0,030$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$0,499 \pm 0,015$	$0,529 \pm 0,013$	$0,636 \pm 0,030$

2.5.4 Эффективность идентификации адронов

Для вычисления эффективности идентификации адронов используют экспериментальные данные. В качестве такого калибровочного образца

Таблица 14 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$0,771 \pm 0,006$	$0,771 \pm 0,005$	$0,760 \pm 0,005$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$0,724 \pm 0,006$	$0,718 \pm 0,006$	$0,705 \pm 0,005$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$0,425 \pm 0,014$	$0,442 \pm 0,015$	$0,410 \pm 0,014$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$1,032 \pm 0,027$	$1,015 \pm 0,025$	$1,000 \pm 0,022$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$0,727 \pm 0,011$	$0,743 \pm 0,011$	$0,731 \pm 0,010$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$0,926 \pm 0,013$	$0,904 \pm 0,011$	$0,901 \pm 0,010$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$0,622 \pm 0,012$	$0,626 \pm 0,012$	$0,623 \pm 0,011$

можно взять канал $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \pi^+) \pi^+$ из первого сеанса набора данных. А для второго сеанса набора данных RunII распады $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $D_s^+ \rightarrow \phi(\rightarrow K^+ K^-) \pi^+$. Эти образцы имеют большую статистику и практически не имеют фон. Так как идентификация адронов зависит от импульса частицы (p) и от количества вторичных заряженных частиц в событии (n_{tracks}), то эффективность идентификации адронов вычисляется как функция этих переменных. Для того чтобы учесть поправочные коэффициенты для реконструкции данных треков (трек, прошедший всю установку), используют экспериментальные данные с распадом $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Из сравнения калибровочных данных и данных математического моделирования, с использованием димюонного канала распада J/ψ -мезона, получают необходимые веса с учетом импульса частиц и множественности. Общий поправочный коэффициент вычисляется по формуле:

$$w_{PID\&tr} = \prod_h \varepsilon(p_h; \eta_h; n_{tracks}) f(p_h; \eta_h), \quad (5)$$

где $f(p_h; \eta_h)$ – поправочные коэффициенты эффективности реконструкции треков заряженных адронов;

$\varepsilon(p_h; \eta_h; n_{tracks})$ – эффективность идентификации адронов.

Формула, которая учитывает все необходимые веса, и позволяет вычислить эффективность идентификации адронов и реконструкции треков, имеет вид:

Таблица 15 — Эффективности идентификации адронов ($\varepsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$93,42 \pm 0,40$	$94,04 \pm 0,29$	$88,63 \pm 0,70$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$94,72 \pm 0,44$	$95,64 \pm 0,28$	$89,51 \pm 0,77$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$92,21 \pm 1,20$	$92,53 \pm 0,83$	$86,09 \pm 2,20$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$76,34 \pm 2,56$	$79,93 \pm 1,69$	$83,98 \pm 2,02$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$77,45 \pm 1,07$	$80,49 \pm 0,78$	$84,66 \pm 0,99$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$68,52 \pm 1,21$	$72,46 \pm 0,96$	$80,83 \pm 1,70$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$86,95 \pm 1,32$	$87,98 \pm 1,08$	$87,40 \pm 2,15$

Таблица 16 — Эффективности идентификации адронов ($\varepsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$86,51 \pm 0,33$	$85,96 \pm 0,31$	$85,25 \pm 0,29$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$86,98 \pm 0,37$	$86,57 \pm 0,35$	$85,65 \pm 0,34$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$83,38 \pm 1,60$	$82,19 \pm 1,59$	$81,85 \pm 1,67$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$81,78 \pm 1,29$	$82,73 \pm 1,14$	$82,76 \pm 1,04$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$82,63 \pm 0,73$	$82,71 \pm 0,68$	$82,70 \pm 0,65$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$80,46 \pm 0,67$	$80,83 \pm 0,62$	$81,23 \pm 0,57$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$85,97 \pm 0,87$	$86,09 \pm 0,87$	$85,41 \pm 0,81$

$$\varepsilon^{hID\&tr} = \frac{\sum_{rec\&sel} w_{dec. model} \times w_{PID\&tr}}{\sum_{rec\&sel} w_{dec. model}}. \quad (6)$$

Используя эту формулу, получены эффективности для различных периодов набора данных (таблицы 15 и 16). Как видно из сравнения эффективностей, значения отличаются между периодами. Оно обусловлено разными алгоритмами и набором дискриминирующих переменных, которые использовали в нейронных сетях [66].

2.5.5 Эффективность триггерной системы

Триггерный алгоритм, задействованный в данном анализе, основывается на поиске событий, в которых существует димюонная пара. Эффективность триггерной системы вычисляется по формуле:

$$\epsilon^{trig} = \left(1 + \frac{\sum_{rec\&sel\&rej} w_{PID\&tr} \times w_{dec. model}}{\sum_{rec\&sel\&acc} w_{PID\&tr} \times w_{dec. model}} \right)^{-1}, \quad (7)$$

в которой используется число событий с учетом весовых поправок, которые или прошли, или не прошли триггерную систему. Значения эффективностей триггерной системы представлены в таблице 17 (2011 – 2015 гг.) и таблице 18 (2016 – 2018 гг.). Значения эффективностей триггерной системы могут различаться между распадами B_c^+ -мезона из-за разной кинематики мюонов в распадах $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Небольшое различие в эффективностях триггерной системы между разными годами обусловлено разными периодами набора данных и объясняется разными ограничениями, которые используются при наборе статистики.

Таблица 17 — Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$83,99 \pm 0,42$	$85,81 \pm 0,33$	$80,82 \pm 0,67$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$86,73 \pm 0,49$	$87,48 \pm 0,34$	$83,12 \pm 0,75$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$90,19 \pm 1,05$	$89,39 \pm 0,79$	$86,61 \pm 1,72$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$85,75 \pm 1,53$	$85,02 \pm 1,47$	$84,78 \pm 1,17$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$86,74 \pm 0,72$	$88,58 \pm 0,50$	$86,17 \pm 0,73$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$84,37 \pm 0,84$	$85,54 \pm 0,59$	$81,37 \pm 1,31$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$84,59 \pm 1,12$	$86,97 \pm 0,72$	$81,67 \pm 1,70$

Таблица 18 — Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$87,36 \pm 0,25$	$89,45 \pm 0,21$	$87,15 \pm 0,22$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$90,10 \pm 0,26$	$91,61 \pm 0,22$	$89,92 \pm 0,22$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$90,73 \pm 0,99$	$92,30 \pm 0,90$	$89,14 \pm 1,09$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$86,66 \pm 0,97$	$88,26 \pm 1,03$	$86,32 \pm 0,78$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$90,43 \pm 0,43$	$91,13 \pm 0,41$	$89,75 \pm 0,41$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$87,02 \pm 0,49$	$90,96 \pm 0,35$	$87,74 \pm 0,38$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$86,89 \pm 0,64$	$90,60 \pm 0,53$	$88,27 \pm 0,54$

2.5.6 Отношение полных эффективностей распадов

Полная эффективность каждого канала вычисляется по формуле (2) с учетом значений каждого множителя, указанных в предыдущих разделах. Значения эффективностей представлены в таблице 19 и таблице 20.

Для учета разного объема собранных данных в каждом году вычисляется средневзвешенное значение общей эффективности:

Таблица 19 — Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$5,888 \pm 0,077$	$6,350 \pm 0,063$	$7,297 \pm 0,132$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$5,999 \pm 0,092$	$6,265 \pm 0,065$	$7,148 \pm 0,148$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$3,879 \pm 0,145$	$3,902 \pm 0,107$	$4,090 \pm 0,223$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$7,104 \pm 0,374$	$8,249 \pm 0,325$	$9,962 \pm 0,460$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$5,742 \pm 0,129$	$6,322 \pm 0,110$	$8,022 \pm 0,187$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$6,036 \pm 0,151$	$6,763 \pm 0,128$	$9,207 \pm 0,339$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$4,398 \pm 0,145$	$5,058 \pm 0,131$	$6,457 \pm 0,333$

Таблица 20 — Значения полных эффективностей ($\varepsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2016–2018 гг. Средневзвешенные значения по всем годам приведены в последней колонке. Показаны только статистические погрешности

	Год			
	2016	2017	2018	Среднее
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$7,909 \pm 0,066$	$8,046 \pm 0,056$	$7,668 \pm 0,054$	$7,491 \pm 0,028$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$	$7,789 \pm 0,069$	$7,834 \pm 0,069$	$7,467 \pm 0,056$	$7,345 \pm 0,036$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$4,496 \pm 0,156$	$4,668 \pm 0,165$	$4,173 \pm 0,152$	$4,302 \pm 0,071$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$	$10,732 \pm 0,305$	$10,887 \pm 0,297$	$10,483 \pm 0,249$	$10,070 \pm 0,134$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$	$8,106 \pm 0,129$	$8,367 \pm 0,130$	$8,087 \pm 0,117$	$7,746 \pm 0,057$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$	$10,024 \pm 0,152$	$10,276 \pm 0,131$	$9,919 \pm 0,118$	$9,289 \pm 0,063$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$	$6,604 \pm 0,136$	$6,938 \pm 0,139$	$6,673 \pm 0,125$	$6,328 \pm 0,063$

$$\varepsilon_{avg}^{tot} = \frac{\sum_i w_i \times \varepsilon_i}{\sum_i w_i}, \quad (8)$$

где w_i — вес значения, рассчитанный с учетом набранной интегральной светимости \mathcal{L}_i ;

σ_i — сечение процесса для каждого года.

Отношения полных эффективностей между всеми изучаемыми распадами B_c^+ -мезона представлены в таблице 21 и таблице 22.

Таблица 21 — Отношение полных эффективностей изучаемых распадов B_c^+ -мезона. Показаны только статистические погрешности

Отношение	$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3K^\pm$	$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) 3\pi^\pm$	$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) 2K^\pm \pi^+$	$1,199 \pm 0,012$	$0,948 \pm 0,008$	$0,555 \pm 0,010$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3K^\pm$	—	$0,791 \pm 0,007$	$0,463 \pm 0,008$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) 3\pi^\pm$	—	—	$0,586 \pm 0,010$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	—	—	—
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ 2\pi^\pm$	—	—	—
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 2K^\pm \pi^+$	—	—	—

Таблица 22 — Отношение полных эффективностей изучаемых распадов B_c^+ -мезона. Показаны только статистические погрешности

Отношение	$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ 2\pi^\pm$	$B_c^+ \rightarrow J/\psi 2K^\pm \pi^+$	$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^\pm$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) 2K^\pm \pi^+$	$0,817 \pm 0,010$	$1,300 \pm 0,020$	$0,967 \pm 0,008$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3K^\pm$	$0,681 \pm 0,008$	$1,084 \pm 0,016$	$0,806 \pm 0,006$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) 3\pi^\pm$	$0,862 \pm 0,010$	$1,371 \pm 0,019$	$1,020 \pm 0,006$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$	$1,471 \pm 0,028$	$2,341 \pm 0,050$	$1,741 \pm 0,029$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ 2\pi^\pm$	—	$1,591 \pm 0,026$	$1,184 \pm 0,013$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 2K^\pm \pi^+$	—	—	$0,744 \pm 0,010$

2.6 Вычисление отношения парциальных ширин

Данные, указанные в таблице 8 (число событий в каждом канале) и в таблице 21 и таблице 22 (отношение полных эффективностей, изучаемых каналов), позволяют вычислить шесть отношений парциальных ширин распадов:

$$\mathcal{R}_{J/\psi K^+ K^- K^+}^{J/\psi K^+ K^- K^+} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+)}, \quad (9a)$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-}^{J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+)}, \quad (9b)$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi K^+ K^- \pi^+}^{\psi(2S) K^+ K^- \pi^+} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+) \times \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}, \quad (9c)$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+}^{\psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+) \times \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}, \quad (9d)$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+}^{\psi(2S) \pi^+} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+)}, \quad (9e)$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+}^{J/\psi K^+ K^- \pi^+} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+)}. \quad (9f)$$

Каждое отношение парциальных ширин \mathcal{R}_Y^X для распада B_c^+ -мезона по каналам X и Y определяется по формуле:

$$\mathcal{R}_Y^X = \frac{N_X}{N_Y} \times \frac{\varepsilon_Y}{\varepsilon_X}, \quad (10)$$

где N — число сигнальных событий распадов;

ε — полная эффективность канала.

Таким образом, отношения парциальных ширин распадов можно вычислить, используя отношения, приведенные в таблицах 8, 21 и 22:

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-K^+}^{J/\psi K^+K^-K^+} &= (7,0 \pm 1,8) \times 10^{-2}, \\
\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{J/\psi K^+\pi^+\pi^-} &= 0,35 \pm 0,06, \\
\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{\psi(2S)K^+K^-\pi^+} &= (3,7 \pm 1,2) \times 10^{-2}, \\
\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+} &= (1,9 \pm 0,4) \times 10^{-2}, \\
\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+} &= (3,5 \pm 0,6) \times 10^{-2}, \\
\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi K^+K^-\pi^+} &= 0,185 \pm 0,013,
\end{aligned}$$

здесь показаны только статистические погрешности. Подробное описание изменения систематических погрешностей описано в следующем разделе.

2.7 Систематические неопределенности

Большинство вкладов в общую систематическую неопределенность при вычислении отношения парциальных ширин распадов со схожей кинематикой сокращается. В качестве примера сокращающейся систематики можно привести идентификацию мюонов или реконструкцию чармония. Учет несокращающихся источников описан ниже, а итоговые неопределенности показаны в таблице 23.

Одним из основных источников систематических неопределенностей является выбор функции аппроксимации. Вклад таких неопределенностей оценивается при помощи списка альтернативных функций, которые используются в подгонке распределений инвариантной массы. Альтернативной функцией описания сигнала является асимметричная функция Аполлониос [67], для альтернативного описания фона используют убывающий полином второй степени. Для исследования систематической погрешности используется упрощенное математическое моделирование (псевдоэксперимент), которое содержит в себе в 100 раз больше событий, чем экспериментальные данные. Распределение инвариантной массы B_c^+ -мезона разыгрывается с использованием генератора случайных чисел, который воспроизводит основную модель подгонки. Полученное распределение аппроксимируется альтернативными функциями

сигнальных событий в исследуемых каналах. Для ускорения этой процедуры и существенного сокращения времени анализа использовались особенности современного программирования, описанные в разделе 1.7. В таком случае за систематическую погрешность принимается максимальное отклонение отношения числа сигнальных событий в псевдоэкспериментах от значения из основной модели аппроксимации. В результате в изучаемых распадах B_c^+ -мезона максимальное отклонение для альтернативной сигнальной компоненты составляет 0,1 – 2,8%, для фоновой компоненты – 0,2 – 3,7%.

Еще одним вкладом в общую систематическую неопределенность является эффективность триггерной системы. Этот вклад оценивается с использованием статистически обеспеченного канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ с последующим распадом $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [68]. Канал имеет похожую кинематику и общие триггерные линии. Значение систематической неопределенности триггера составляет 1,1%.

Объем калибровочных данных, который использовали для вычисления эффективности идентификации адронов и реконструкции заряженных треков, имеет конечное значение. Влияние его размера на точность определения эффективностей составляет 0,1 – 1,6%.

Систематическая неопределенность, связанная с неточностью данных математического моделирования при наложении на распределения величин критериев отбора сигнальных событий, вычисляется с использованием распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, так как он является наиболее статистически обеспеченным каналом среди исследуемых распадов B_c^+ -мезона. Важнейшим источником систематической неопределенности является ошибка, связанная с выбором оптимальной точки для критерия отбора событий. Значение каждого критерия отбора варьировалось на 20%. Максимальное отклонение между данными и математическим моделированием не превосходит 3%. Это значение берется в качестве систематической погрешности критериев отбора событий с помощью ограничений.

К систематическим погрешностям относится и вклад размера самих данных математического моделирования. Относительная неопределенность в вычислении отношения полных эффективностей варьируется между каналами в диапазоне 0,6 – 2,1%.

Последним источником систематической неопределенности является неточность в получении значения корректировочных поправок для массовых

Таблица 23 — Систематические неопределенности измерения отношений исследуемых парциальных ширин

Источник	Погрешность, %
Модель аппроксимации:	
Сигнал	0,1 – 2,8
Фон	0,2 – 3,7
Триггер	1,1
Идентификация адронов и реконструкция треков	0,1 – 1,6
Критерии отбора	3,0
Объем данных математического моделирования	0,6 – 2,1
Коррекция данных математического моделирования	0,1 – 0,3
Полная погрешность	3,3 – 5,6

распределений $\pi^+\pi^-$, $K^+\pi^-$, $K^-\pi^+$ и K^+K^- комбинаций. Подробный алгоритм получения поправочных коэффициентов описан в разделе 2.5.1. Значение систематической неопределенности варьируется в диапазоне 0,1 – 0,3%.

Полное значение относительной систематической неопределенности для изучаемых каналов распадов B_c^+ -мезона составляет 3,3 – 5,6% и вычисляется, как корень квадратный из суммы квадратов каждого источника неопределенностей, указанных в таблице 23.

Для того чтобы определить систематические неопределенности в вычислении доли распадов B_c^+ -мезонов, идущих через промежуточные резонансы, используется набор альтернативных функций для описания сигнала и фона в модели основной подгонки. Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ комбинации в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ изучается с использованием следующих функций. В качестве альтернативной формы для описания вклада $\rho^0(770)$ -резонанса применяется функция Gounaris-Sakurai [69]. Для альтернативного описания вклада $f_0(1370)$ -резонанса применяется релятивистская функция Брейта-Вигнера в P- и D-волнах. В качестве альтернативного описания фона применяют произведение функции $\Phi(2; 4)$ двухчастичного фазового объема в четырехчастичном распаде и полином третьей степени. Радиус мезона в барьерном факторе Блатта-Вайскопфа измеряется в диапазоне $1,5 < r < 5 \text{ ГэВ}^{-1}$. В альтернативной модели аппроксимации вычисляется доля резонанса и максимальное отклонение от доли, определенной в основной модели

аппроксимации, выбирается за систематическую неопределенность. Систематическая неопределенность для доли резонансов в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ составляет ${}^{+12,0\%}_{-0,3\%}$ для $\rho^0(770)$ -компоненты и ${}^{+8,0\%}_{-1,2\%}$ для $f_0(1370)$ -мезона.

Для того чтобы определить систематические неопределенности на долю распадов, идущих через \bar{K}^{*0} - или ϕ -резонансы, в канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ также используются альтернативные модели описания функции подгонки. Радиус для барьерного фактора Блатта-Вайсскопфа варьируется в пределах от 1,5 до 5 ГэВ⁻¹. Для альтернативного описания нерезонансной компоненты используется произведение фазового объема и полинома первой степени. Систематическая неопределенность для доли распадов, идущих через \bar{K}^{*0} -мезон, составляет ${}^{+3,9\%}_{-4,8\%}$. Верхний предел на долю распадов через ϕ -мезон не превышает 4,2 (4,8)% на 90 (95)% уровне достоверности.

Для того чтобы определить систематические неопределенности для доли распадов, идущих через K^{*0} - или ϕ -резонансы, в каналах $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ используются альтернативные модели. Радиус мезона в барьерном факторе Блатта-Вайсскопфа изменяется в диапазоне $1,5 < r < 5$ ГэВ⁻¹. В качестве альтернативы для описания нерезонансного вклада используют произведение фазового объема и полинома первой степени. Систематическая неопределенность вклада распадов через K^{*0} -мезон для распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ составляет ${}^{+7,7\%}_{-0,3\%}$. В канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ систематическая неопределенность доли распадов, идущих через ϕ -мезон, составляет ${}^{+5,0\%}_{-7,0\%}$.

2.8 Результаты и выводы

С использованием данных, набранных установкой ЛНСб при энергиях протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и отвечающих интегральной светимости 9 фб⁻¹, впервые обнаружены распады $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$. Распад $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$ впервые обнаружен в канале $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ и получено первое свидетельство реконструкции распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$, статистическая значимость которого составила 3,7 стандартных отклонений.

В ходе исследования распадов $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ обнаружено, что распределение инвариантной массы комбинации трех пионов в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ согласуется с предсказанием BLL модели о том, что данный распад проходит через $B_c^+ \rightarrow J/\psi a_1(1260)^+$ реакцию. Результат совпадает с предыдущими исследованиями эксперимента LHCb [70]. Наличие в этой реакции промежуточного $a_1(1260)^+$ -мезона подтверждается значительной долей распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, идущих через $\rho^0(770)$ -мезон:

$$f_{\rho^0(770)}^{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+} = \left(88,1 \pm 3,0_{-0,3}^{+12,0} \right) \%,$$

и наблюдением резонансной структуры в $\pi^+ \pi^-$ комбинации, соответствующей распаду $a_1(1260)^+ \rightarrow (f_0(1370) \rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^+$. Доля распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, проходящих через это промежуточное состояние $f_0(1370)$, равна $(10,4 \pm 1,4_{-1,2}^{+8,0})\%$, что согласуется со значением $(7,40 \pm 2,71 \pm 1,26) \%$, полученным коллаборацией CLEO для доли распадов $a_1(1260)^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, проходящих через промежуточное $f_0(1370)$ -состояние [61].

Доля распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, проходящих через промежуточный \bar{K}^{*0} -мезон, составляет $(64,5 \pm 4,7_{-4,8}^{+3,9})\%$. В соответствии с предсказаниями BLL модели, распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi (\phi \rightarrow K^+ K^-) \pi^+$ сильно подавлен. Установленный верхний предел на 90 (95)% уровне достоверности для доли распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ через промежуточный ϕ -мезон равен

$$f_{\phi}^{B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+} < 4,2 (4,8) \%$$

с учетом систематических погрешностей. Полученные результаты согласуются с предыдущими исследованиями коллаборации LHCb [64].

Для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ вычислены доли распадов через промежуточные K^{*0} - и ϕ -резонансы:

$$\begin{aligned} f_{K^{*0}}^{B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+} &= \left(61,3 \pm 5,0_{-0,3}^{+7,7} \right) \%, \\ f_{\phi}^{B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+} &= \left(90 \pm 19_{-7}^{+5} \right) \%. \end{aligned}$$

Вычислено шесть отношений парциальных ширин исследуемых распадов B_c^+ -мезона:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{J/\psi K^+ K^- \pi^+}^{J/\psi K^+ K^- K^+} &= (7,0 \pm 1,8 \pm 0,2) \times 10^{-2}, \\ \mathcal{R}_{J/\psi K^+ K^- \pi^+}^{J/\psi K^+ \pi^- \pi^+} &= 0,35 \pm 0,06 \pm 0,01, \end{aligned}$$

Таблица 24 — Сравнение отношений парциальных ширин \mathcal{R}_Y^X с теоретическими предсказаниями

Отношение	Значение	Предсказание	Статьи
$\mathcal{R}_{\psi(2S)K^+K^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+}$	$0,37 \pm 0,15 \pm 0,01$	0,16	BLL [51, 55]
$\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{J/\psi K^+\pi^-\pi^+}$	$0,35 \pm 0,06 \pm 0,01$	0,37	BLL [55]
$\mathcal{R}_{J/\psi K^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}$	$(6,4 \pm 1,0 \pm 0,2) \times 10^{-2}$	$7,7 \times 10^{-2}$	BLL [55]
$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi K^+K^-\pi^+}$	$0,185 \pm 0,013 \pm 0,006$	0,21	BLL [51, 55]
$\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+}$	$0,19 \pm 0,03 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,04$	LHCb [64, 71]
$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+}$	$(3,5 \pm 0,6 \pm 0,2) \times 10^{-2}$	$(3,9 \pm 0,9) \times 10^{-2}$	LHCb [70, 71]
$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi K^+K^-\pi^+}$	$0,185 \pm 0,013 \pm 0,006$	$0,22 \pm 0,06$	LHCb [64, 70]

Таблица 25 — Сравнение отношения парциальных ширин для изучаемых распадов B_c^+ -мезона с аналогичными исследованиями распадов B_c^+ -, B^+ -, B^0 - и B_s^0 -мезонов в других экспериментах [5, 72–75]

	Значение [10^{-2}]	Статьи
$\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{J/\psi K^+K^-\pi^+}$	$7,0 \pm 1,8 \pm 0,2$	
$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi K^+\pi^-\pi^+}$	$6,4 \pm 1,0 \pm 0,2$	
$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+)}$	$7,9 \pm 0,8$	[72]
$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^- \pi^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^- \pi^+)}$	$9,3 \pm 5,1$	[5, 73]
$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- K^+ \pi^- \pi^+)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}$	$5,8 \pm 1,5$	[5, 73]
$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^*(2010)^- K^+ \pi^- \pi^+)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}$	$6,5 \pm 0,6$	[5, 74]
$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+ \pi^- \pi^+)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}$	$5,2 \pm 1,3$	[5, 75]

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{\psi(2S)K^+K^-\pi^+} &= (3,7 \pm 1,2 \pm 0,1) \times 10^{-2}, \\ \mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+} &= (1,9 \pm 0,4 \pm 0,1) \times 10^{-2} \\ \mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+} &= (3,5 \pm 0,6 \pm 0,2) \times 10^{-2}, \\ \mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi K^+K^-\pi^+} &= 0,185 \pm 0,013 \pm 0,006, \end{aligned}$$

где первая погрешность является статистической, а вторая – систематической. В таблице 24 показаны результаты, полученные в работе и произведено их

сравнение или с результатами предыдущих измерений, или с теоретическими предсказаниями [51, 55].

Отношение парциальных ширин распадов, проходящих через $\psi(2S)$ - и J/ψ -состояния ($\mathcal{R}_{J/\psi K^+ K^- \pi^+}^{\psi(2S) K^+ K^- \pi^+}$), находится в согласии с результатом отношения распадов $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$: $\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+}^{\psi(2S) \pi^+} = (3,54 \pm 0,43) \times 10^{-2}$ [71]. Отношение парциальных ширин Кабиббо-подавленного распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ к Кабиббо-разрешенному распаду $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ согласуется в пределах погрешностей с аналогичным отношением $\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+}^{J/\psi K^+ \pi^- \pi^+}$ и известным значением отношения распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ [72]. Отношения парциальных ширин $\mathcal{R}_{J/\psi K^+ K^- K^+}^{J/\psi K^+ K^- K^+}$ и $\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+}^{J/\psi K^+ \pi^- \pi^+}$ также согласуется со значениями из аналогичных исследований распадов B_c^{+-} , B^{+-} , B^0 - и B_s^0 -мезонов в других экспериментах (табл. 25).

В данной главе представлены результаты поиска распадов B_c^+ -мезона с чармонием (J/ψ - или $\psi(2S)$ -мезон) и тремя легкими адронами (пионы, каоны). Вычислены отношения парциальных ширин распадов и проведено их сравнение с теоретическими предсказаниями.

3 Изучение распадов B_c^+ мезонов с чармонием и многочастичными адронными состояниями

В данной главе описывается анализ по изучению характеристик распадов B_c^+ -мезона с пятью адронами и семью заряженными пионами в конечном состоянии. В 2014 г. в эксперименте LHCb было сделано первое наблюдение распада с чармонием и пятью заряженными пионами $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$. Число сигнальных событий составило 32 ± 8 . Анализ выполнен с использованием данных, набранных с интегральной светимостью 3 фб^{-1} [76]. В данной главе изучаются четыре распада B_c^+ -мезона с чармонием и многочастичными адронными состояниями ($B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$). Анализ основан на данных, набранных спектрометром LHCb в pp столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1, 2 и 6 фб^{-1} .

3.1 Отбор сигнальных событий

В ходе выполнения исследований был произведен поиск распадов с чармонием и многочастичными адронными состояниями ($B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$). Анализ выполнен на данных, набранных установкой LHCb в протон-протонных соударениях в сеансах RunI и RunII и отвечающих интегральной светимости $\mathcal{L} = 9 \text{ фб}^{-1}$.

Для поиска распадов с чармонием и многочастичными адронными состояниями $B_c^+ \rightarrow \psi n h^\pm$ ($n = 5$ или 7) используется димюонная мода распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. При изучении распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$ применяется мода $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. В поиске сигнальных кандидатов участвуют мюоны, которые вызвали срабатывание триггерной системы (линия триггера с J/ψ -кандидатом). В ходе проведения поиска на сигнальный и нормировочный каналы накладываются одинаковый набор ограничений, при этом величины этих ограничений должны быть максимально близкими. Такая процедура

помогает при вычислении отношения парциальных ширин получать минимальную систематическую ошибку. В анализе используется метод поиска удаленной вторичной вершины. Ограничения применяются как на кинематические переменные, так и на идентификационные. Для получения оптимального значения критерия отбора используется процедура оптимизации по параметру $S = N/\Delta N$, где N – выход сигнальных событий, ΔN – его статистическая значимость, S – значимость. Оптимальной считается точка, в которой значимость максимальна.

Поиск B_c^+ -кандидатов начинается с того, что пара двух мюонов противоположных знаков с поперечным импульсом более 550 МэВ/с ($p_T > 550$ МэВ/с) формируют общую вершину. Качество общей вершины мюонной пары проверяется требованием χ^2 -параметр аппроксимации димюонной вершины $\chi_{vtx}^2/ndf < 12$ (где ndf – число степеней свободы). Инвариантная масса $\mu^+\mu^-$ пары лежит в диапазоне $3,0 < m_{\mu^+\mu^-} < 3,2$ ГэВ/с² для J/ψ -кандидатов. Для поиска канала $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+$ инвариантная масса комбинации $J/\psi \pi^+\pi^-$ находится в диапазоне $3,67 < m_{J/\psi \pi^+\pi^-} < 3,70$ ГэВ/с². Накладывается ограничение на значимость отлета J/ψ -кандидата от первичной вершины $DLS(J/\psi) > 3$. Это позволяет подавить комбинаторный фон от частиц, которые родились в точке протонных столкновений, и является неотъемлемым критерием метода поиска удаленной вторичной вершины. Так как B_c^+ -мезон тяжелая частица, то продукты его распада имеют большой поперечный импульс. Использование этого факта позволяет подавить комбинаторный фон. Поэтому поперечный импульс отобранных J/ψ -кандидатов должен удовлетворять требованию на его поперечный импульс $p_T(J/\psi) > 2$ ГэВ/с, для канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+3\pi^-$ данное ограничение не применяется (ввиду малой статистики в канале).

Далее проходит процедура отбора адронных кандидатов. Как отмечалось в предыдущей главе, для этого в эксперименте ЛНСб используют информацию от двух детекторов колец черенковского излучения. Эффективная и хорошая идентификация пионов или каонов в условиях установки ЛНСб возможна для треков с импульсом в диапазоне $3,2 < p < 150$ ГэВ/с. Для идентификации адронов используется выходная переменная нейронных сетей, обученная на специально отобранном образце пионов или каонов. Значение этой переменной для выделения пионов $\text{ProbNN}(\pi^\pm) > 0,4$, а для каонов – $\text{ProbNN}(K^\pm) > 0,3$. Для

подавления комбинаторного фона используются ограничения на сумму поперечных импульсов идентифицированных адронов ($\sum p_T(h^\pm)$). Эта переменная позволяет существенно подавить комбинаторный фон и повысить значимость сигнала. Чтобы уменьшить долю треков из первичной вершины, адроны должны обладать прицельным параметром по отношению к точке взаимодействия. Величина χ^2 -прицельного параметра, используемого в анализе для распада с каонами, больше девяти ($\chi_{IP}^2 > 9$), а для каналов с пионами больше шести ($\chi_{IP}^2 > 6$). Вариация ограничений для различных каналов объясняется различным уровнем комбинаторного фона в исследуемых каналах.

Далее, отобранные J/ψ -кандидаты объединяются с пятью или семью заряженными треками, идентифицируемыми как каоны или пионы, и формируют B_c^+ -кандидат. Если в событии восстановлено несколько B_c^+ -кандидатов, то для анализа оставляется наилучший. Критерием выбора является минимальное χ^2 -значение прицельного параметра по отношению к первичной вершине. Эта переменная отбирает B_c^+ -кандидаты, которые имеют направление на первичную вершину. Для всех каналов используют ограничение $\chi_{IP}^2(B_c^+) < 6$ для распадов $B_c^\pm \rightarrow J/\psi 5h^\pm$, а для распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ – меньше двадцати пяти. Комбинаторный фон от случайных адронов из первичной вершины подавляется требованием на качество вершины B_c^+ -кандидата. Вершина, которая состоит из двух мюонов и трех адронов, должна удовлетворять требованию $\chi_{vtx}^2(B_c^+) < 30$ для распадов $B_c^\pm \rightarrow J/\psi 5h^\pm$ и $\chi_{vtx}^2(B_c^+) < 35$ для канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$. Главной особенностью анализа удаленной вторичной вершины является требование на время пролета отобранного кандидата. Оно должно быть больше 175 мкм для кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ и $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$, больше 100 мкм для кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ и больше 150 мкм для канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Инвариантная масса отобранных B_c^+ -кандидатов лежит в диапазоне 6,15 – 6,45 ГэВ/ c^2 . Чтобы уменьшить ширину инвариантной массы отобранных для анализа B_c^+ -кандидатов используют специальную процедуру, которая называется кинематическая подгонка дерева распада (decay tree fitter) [54]. Для отобранного кандидата его дерево распада заново реконструируется с учетом влияния всех треков в конечном состоянии, уточненных положений первичной и вторичной вершин. При проведении такой уточняющей процедуры требуют, чтобы инвариантная масса мюонной пары соответствовала значению массы J/ψ -мезона из таблицы свойств элементарных частиц [5]. Кроме того, проверяется, что геометрическая сумма импульсов всех частиц,

Таблица 26 — Общие критерии отбора исследуемых распадов B_c^+ -мезона

Переменная	Ограничение
$p_T(\mu)$	$> 0,55 \text{ ГэВ}/c$
$\chi_{vtx}^2/\text{ndf}(J/\psi)$	< 12
$\text{DLS}(J/\psi)$	> 3
$p_T(J/\psi)$	$> 2 \text{ ГэВ}/c$ (кроме $7h^\pm$)
m_ψ	$\in [3,0; 3,2] \text{ ГэВ}/c^2 (J/\psi)$
	$\in [3,67; 3,70] \text{ ГэВ}/c^2 (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$
$p(K^\pm)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}(K^\pm)$	$> 0,3$
$p(\pi^\pm)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}(\pi^\pm)$	$> 0,4$
$m_{\psi nh^\pm}$	$\in [6,15; 6,45] \text{ ГэВ}/c^2$

Таблица 27 — Список индивидуальных ограничений изучаемых распадов

 B_c^+ -мезона

Распад	$\chi_{IP}^2(h^\pm)$	$\sigma_T(B_c^+)$, мкм	$\sum p_T(h^\pm)$, ГэВ/c
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	> 6	> 175	$> 4,3$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	> 6	> 100	$> 5,2$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	> 6	> 175	$> 2,5$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	> 9	> 150	$> 3,5$

которые образуют B_c^+ -кандидат, имеет направление из первичной вершины в вершину распада. Критерий качества такой операции $\chi_{DTF}^2/\text{ndf}(B_c^+)$ (ndf – число степеней свободы) удовлетворяет требованию $\chi_{DTF}^2/\text{ndf}(B_c^+) < 5$ для распадов $B_c^\pm \rightarrow J/\psi 5h^\pm$, а для канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ – меньше четырех.

Набор требований, являющийся общим для всех исследуемых распадов B_c^+ -мезона, приведен в таблице 26. Список индивидуальных требований в исследуемых каналах перечислен в таблице 27 и 28.

Для уменьшения комбинаторного фона от возможных распадов промежуточных частиц, таких как B^\pm -, $\psi(2S)$ - и D^\pm -мезоны, накладывается вето на массу следующих комбинаций: $J/\psi K^\pm \pi^- \pi^+$, $J/\psi \pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^- \pi^+$. Соответственно, чтобы подавить вклад от таких распадов, требовалось, чтобы инвариантная масса любых комбинаций, используемых в анализе, лежала бы вне массового интервала шириной ± 3 стандартных отклонения вокруг номинальной массы вышеуказанных мезонов [5]. Для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$

Таблица 28 — Список различающихся переменных между распадами

$$B_c^\pm \rightarrow J/\psi 5h^\pm \text{ и } B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$$

Переменная	$B_c^\pm \rightarrow J/\psi 5h^\pm$	$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$
$\chi_{vtx}^2(B_c^+)$	< 30	< 35
$\chi_{IP}^2(B_c^+)$	< 6	< 25
$\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+)$	< 5	< 4
$p_T(J/\psi)$, ГэВ/ c	> 2	—

Таблица 29 — Ограничения по массовым комбинациям для исключения из анализа вкладов промежуточных частиц

Распад	Массовые комбинации, ГэВ/ c^2	
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$	$\notin [3,68; 3,69] (\psi(2S))$
	$m_{\pi^+ \pi^- \pi^+}$	$\notin [1,847; 1,892] (D^+)$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$	$\notin [3,68; 3,69] (\psi(2S))$
	$m_{J/\psi K^\pm \pi^- \pi^+}$	$\notin [5,265; 5,290] (B^+)$

и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ вклад от $\psi(2S)$ -мезона исключен добавлением ограничения $3,68 < m_{J/\psi \pi^+ \pi^-} < 3,69$ ГэВ/ c^2 . Чтобы исключить вклад от D^+ -мезона в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, использовалось условие на инвариантную массу $\pi^+ \pi^- \pi^+$ комбинации. Аналогично, для распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ исключался вклад от B^+ -мезона наложением ограничения на инвариантную массу $J/\psi K^\pm \pi^- \pi^+$ комбинации. Таким образом требуется, чтобы инвариантная масса $\pi^+ \pi^- \pi^+$ системы не была в диапазоне от 1,847 до 1,892 ГэВ/ c^2 , а инвариантная масса $J/\psi K^\pm \pi^- \pi^+$ системы не находилась в диапазоне от 5,265 до 5,290 ГэВ/ c^2 . Список ограничений, применяемых к различным массовым комбинациям, представлен в таблице 29. В случае двух (или более) B_c^+ -кандидатов в одном и том же событии для анализа выбирается только один кандидат. Процедура удаления множественного счета в анализируемых данных была реализована методом, описанным в разделе 1.7.3.

3.2 Определение выхода числа сигнальных событий

На рисунке 25 показаны распределения инвариантных масс отобранных кандидатов для каналов: $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$,

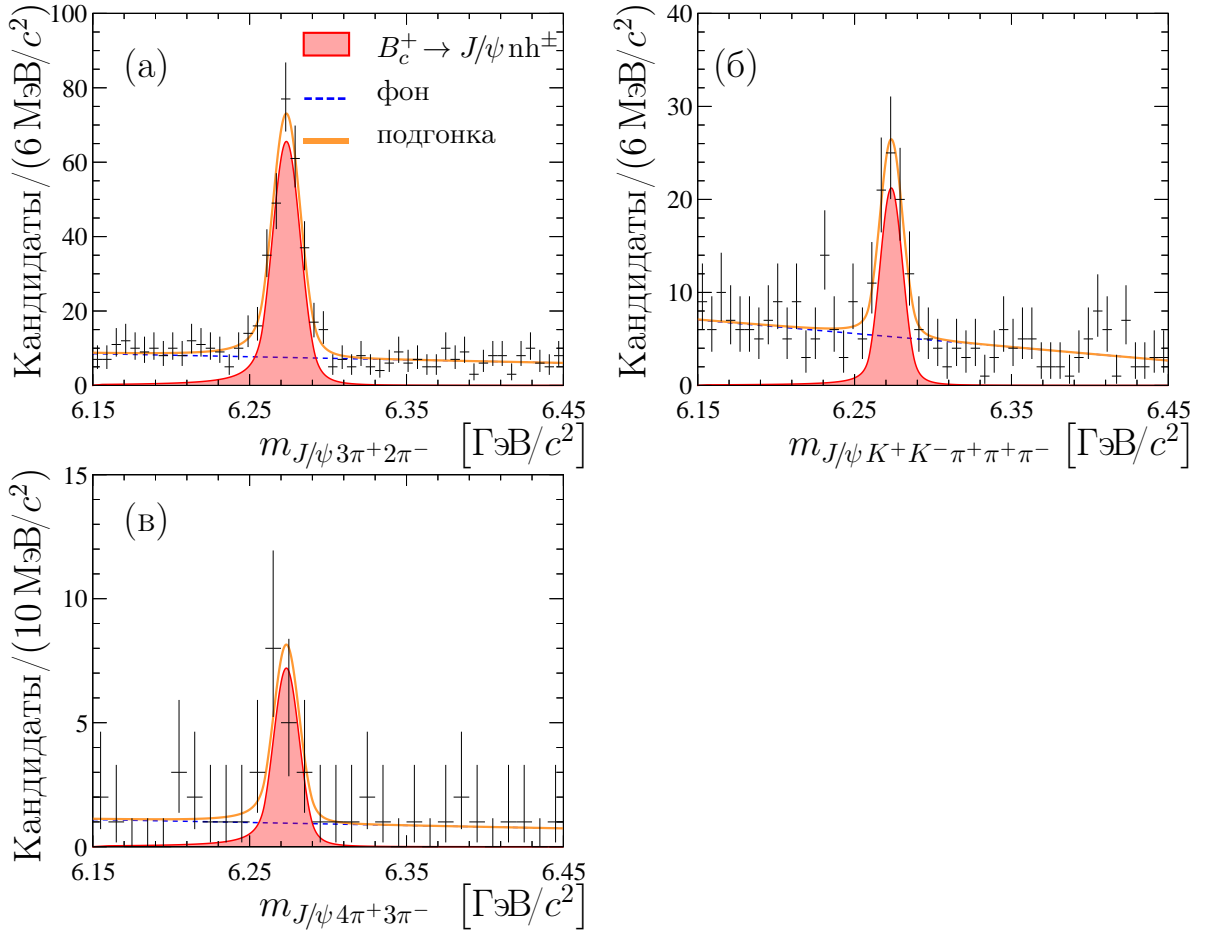


Рисунок 25 — Распределение инвариантной массы $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ (а), $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ (б), $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ (в) кандидатов

$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$. Для того чтобы определить количество событий, в каждом канале выполняется одновременная аппроксимация трех распределений инвариантных масс. Подбор параметров функций аппроксимаций осуществляется методом небинированного максимального правдоподобия. Для распада $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$ количество событий выполняется одновременным подбором параметров аппроксимирующих функций для распределений инвариантных масс по двум комбинациям: $J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$. Чтобы уменьшить возможную корреляцию между инвариантными массами $m_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}$ и $m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$, в соответствии с работами [56, 57], инвариантная масса $J/\psi \pi^+ \pi^-$ комбинации была пересчитана с требованием соответствия массы B_c^+ -кандидата значению из таблицы свойств элементарных частиц [5].

В каждом распределении инвариантной массы на рисунке 25 хорошо виден сигнальный пик, который соответствует искомому распаду. Каждое распределение описывается суммой сигнальной и фоновой функций. Полином

Таблица 30 — Параметры сигналов распадов B_c^+ -мезона, где m — масса

Распад	Число сигнальных событий	Значимость, σ
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	268 ± 20	21,0
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	69 ± 11	9,1
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	16 ± 5	4,9
$B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$	40 ± 8	6,4
Параметр	Значение	
$m_{B_c^+}$, МэВ/ c^2	$6273,42 \pm 0,59$	
$m_{\psi(2S)}$, МэВ/ c^2	$3686,05 \pm 0,01$	
$s_{B_c^+}$	$1,00 \pm 0,06$	
$s_{\psi(2S)}$	$1,048 \pm 0,004$	

первой степени используется для описания фона. В качестве сигнальной функции используется модифицированная функция Гаусса с левыми (α_L, n_L) и правыми (α_R, n_R) уширяющими параметрами (ур. 1). Значения уширяющих параметров получены из данных математического моделирования изучаемых распадов.

Для описания инвариантной массы в канале $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ необходимо использовать четыре функции (двумерная подгонка):

- сигнал через резонанс $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ — произведение двух модифицированных функций Гаусса (ур. 1) с уширяющими параметрами из данных математического моделирования;
- сигнал без резонанса $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ (без участия $\psi(2S)$ -мезона) — произведение сигнальной функции по проекции B_c^+ -кандидата и полином первой степени в проекции $J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$;
- комбинация истинного $\psi(2S)$ -кандидата и $\pi^+\pi^-\pi^+$ комбинаций (не из распада B_c^+ -мезона) — сигнал по проекции $\psi(2S)$ -комбинации и полином первой степени в проекции $J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$;
- комбинаторный фон — двумерный полином второго порядка.

В модели подгонки положение сигнала B_c^+ -мезона во всех модах является общим параметром ($m_{B_c^+}$). Значение этого параметра определяется из аппроксимации статистически обеспеченной моды $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$. Для описания сигнальных вкладов ширина распределений в уравнении 1

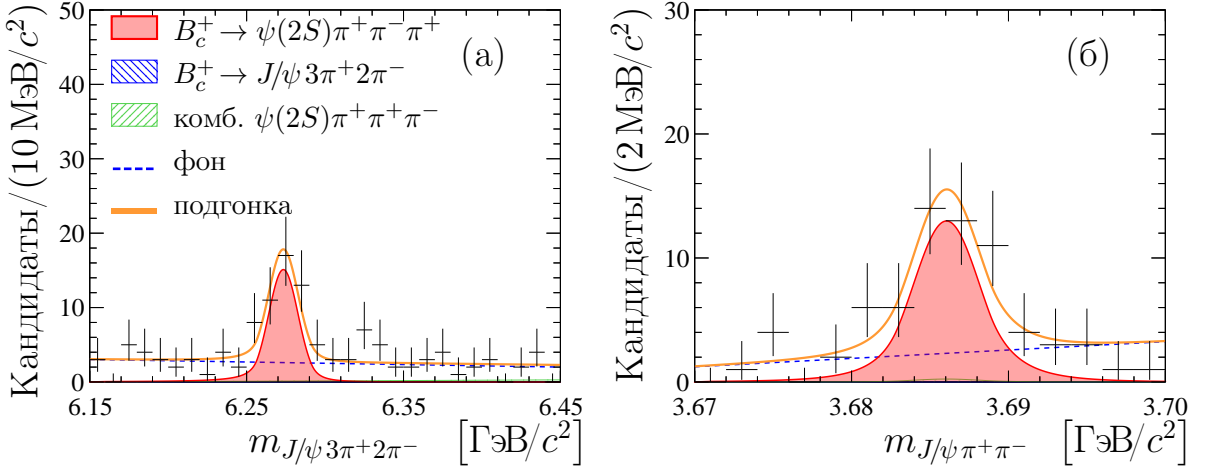


Рисунок 26 — Распределения инвариантной массы $J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ (а) и $J/\psi \pi^+\pi^-$ (б) комбинаций в области $\psi(2S)$ -состояния в распаде $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$

для B_c^+ - и $\psi(2S)$ -кандидатов фиксируется к значениям, которые были получены из данных математического моделирования. Чтобы учесть неточности в описании ширины сигнала в данных и математическом моделировании, используются поправочные коэффициенты $s_{B_c^+}$ и $s_{\psi(2S)}$. При выполнении процедуры аппроксимации распределений инвариантной массы эти коэффициенты являются свободными параметрами. Эта процедура позволяет при выполнении подгонки учесть неопределенности в параметре разрешения по инвариантной массе ($\sigma \pm \Delta\sigma$). Для определения поправочного коэффициента $s_{B_c^+}$ между данными математического моделирования и экспериментальными данными используют канал с максимальной статистикой $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$. Поправочный коэффициент $s_{\psi(2S)}$ и параметр положения пика для сигнальной компоненты $\psi(2S)$ -кандидата определяется из сравнения результатов в статистически обеспеченном канале $B^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)K^+$ [56]. Распределения инвариантных масс B_c^+ -кандидатов в каналах $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+3\pi^-$ и $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ представлены на рисунке 25 и рисунке 26. Параметры сигналов, определенные из аппроксимации распределений физических данных, представлены в таблице 30.

Статистическая значимость распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+3\pi^-$ оценивается с помощью математического моделирования методом Монте-Карло. В данном случае, применяется упрощенный метод моделирования данных (псевдоэксперименты). Количество псевдоэкспериментов составляет 10 миллионов испытаний. Подробное описание процедуры оценки статистической значимости

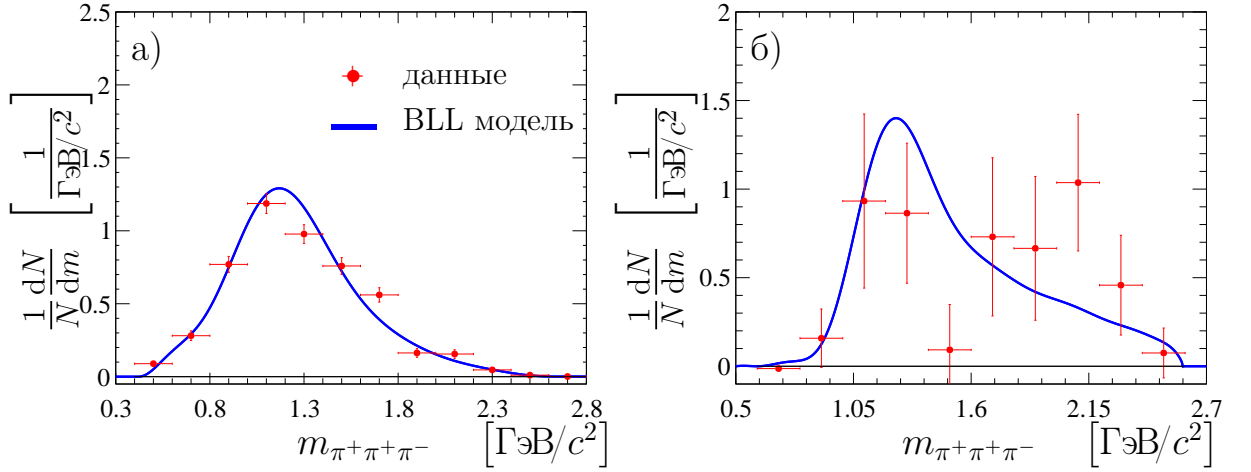


Рисунок 27 — Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-\pi^+$ комбинаций для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ (а) и $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ (б)

представлено в разделе 3.2. Оцененная статистическая значимость сигнала $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+3\pi^-$ составляет 4,9 стандартных отклонения.

3.3 Изучение резонансных структур

Исследуемый канал распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ имеет широкую резонансную структуру в распределениях по массам $\pi^+\pi^-\pi^+$ и $\pi^+\pi^-$ комбинаций, как показано на рисунках 27 и 28. Оценка вкладов резонансных структур проводится с использованием статистической техники вычитания левых и правых контрольных интервалов [60] по инвариантной массе $J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ и $\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ систем. Полученный резонансный сигнал соответствует вкладу $a_1(1260)^+$ -состояния через $\rho^0(770)$ -мезон. Для определения доли перечисленных распадов распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ комбинации аппроксимировалась методом небинированного максимального правдоподобия. В модели подгонки участвуют две компоненты:

- функция, описывающая распад B_c^+ -мезона через $\rho^0(770)$ -резонанс;
- функция, описывающая распад B_c^+ -мезона через резонанс в системе $\pi^+\pi^-$, которые не соответствуют $\rho^0(770)$ -резонансу;

Для описания резонансного компонента применяется релятивистская функция Брейта-Вигнера в P- и S-волне с учетом поправочного коэффициента Блатта-Вайскопфа с радиусом мезона $3,5 \text{ ГэВ}^{-1}$ [62]. Нерезонансный компонент

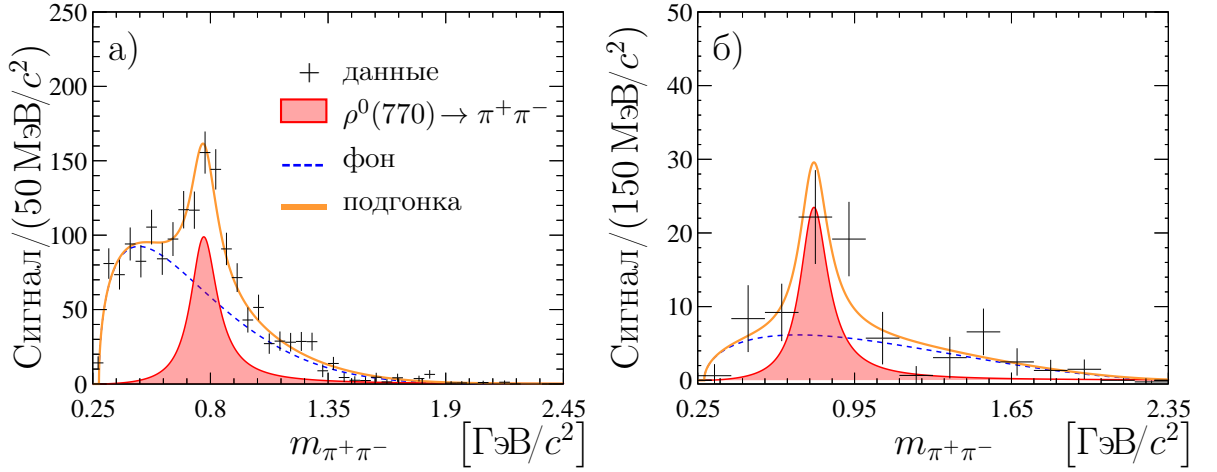


Рисунок 28 — Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ комбинаций для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ (а) и $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ (б)

для распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ описывается произведением $\Phi(2; 6)$ двухчастичным фазовым объемом в шестичастичном состоянии [59] на функцию полином первой степени. Для распада $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ нерезонансный компонент описывается произведением функции двухчастичного фазового объема в четырехчастичном конечном состоянии [59] на функцию полином первой степени. Положение массы и натуральной ширины в модели подгонки варьируется в пределах значений, указанных в таблице свойств элементарных частиц [5]. Параметры $\rho^0(770)$ -резонанса являются свободными параметрами подгонки и варьируются в процессе подгонки. Полученные результаты подгонок (рис. 28) согласуются с доминирующим вкладом распадов, проходящих через промежуточный $\rho^0(770)$ -резонанс, как и ожидается в рамках BLL модели.

Теоретическая модель BLL предсказывает, что большая часть распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ проходит через промежуточный K^{*0} - и \bar{K}^{*0} -мезон [64], в то время как распады через промежуточные ϕ -мезоны должны быть подавлены. Для того чтобы оценить вклад резонансных структур в системе комбинаций $K^\pm \pi^\mp$ и $K^+ K^-$ используется статистическая техника вычитания контрольных интервалов [60] (рис. 29). Для описания исследуемых распределений применялась модель подгонки, схожая с той, что использовалась в изучении резонансных структур в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ (раздел 2.4). В модели подгонки для параметров положения пика и ширины K^{*0} - и \bar{K}^{*0} -резонансов используются табличные значения, которые могут варьироваться в рамках погрешностей, указанных в справочнике свойств элементарных частиц [5]. Полученные результаты подгонки указывают на наличие распадов, проходящих через K^{*0} - и \bar{K}^{*0} -мезоны. Из сравнения распределений массы $m_{K^+ K^-}$ системы

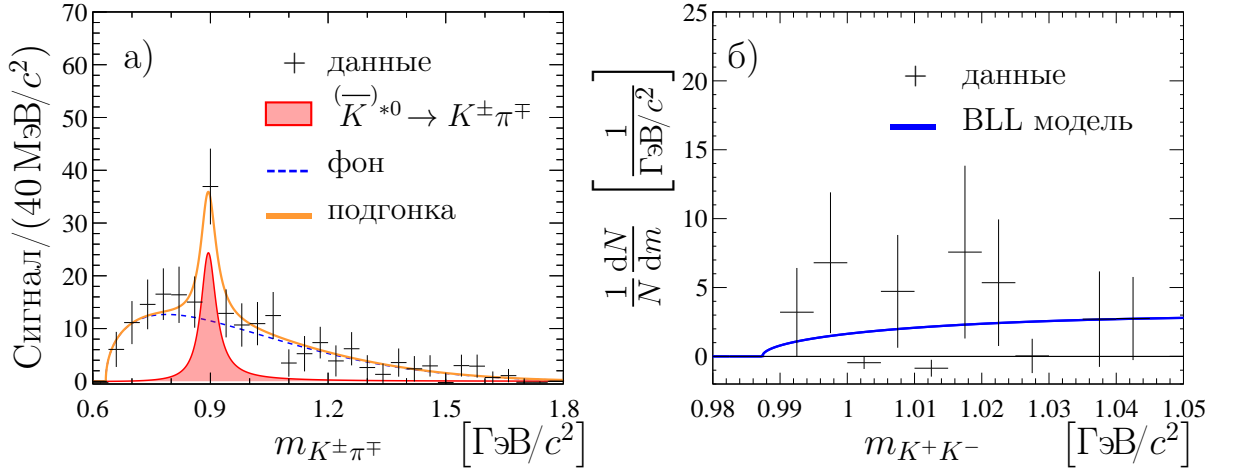


Рисунок 29 — Распределение инвариантной массы $K^\pm\pi^\mp$ (а) и K^+K^- (б) комбинаций из распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

видно, что вклад от ϕ -мезона в K^+K^- системе сильно подавлен, что согласуется с предсказаниями теоретической модели BLL.

3.4 Эффективность восстановления событий

В ходе проведения анализа для получения значений эффективностей, которые необходимы для вычисления отношений парциальных ширин исследуемых распадов, используют данные математического моделирования. Полная эффективность восстановления событий ϵ^{tot} вычисляется с использованием уравнения 2.

Для более корректного описания распадов и учета реальной множественности вторичных заряженных частиц трековые поправки и эффективность адронной идентификации вычисляется на экспериментальных данных. Так как в анализе используются данные, набранные установкой ЛНСб в разных условиях, то эффективность вычисляется для каждого периода и для каждого изучаемого канала отдельно.

3.4.1 Эффективность генератора и акцептанса установки

Эффективность генератора и углового захвата установки ЛНСb обусловлена ее геометрическими размерами и особенностями. Спектрометр регистрирует частицы в области псевдобыстрот $2 < \eta < 5$, остальные не попадают в рабочий объем установки. Вычисленные значения (с учетом периода набора данных) эффективностей генератора и геометрического акцептанса установки представлены в таблице 31 (2011 – 2015 гг.) и таблице 32 (2016 – 2018 гг.).

Таблица 31 — Эффективности генератора и геометрического акцептанса детектора ($\varepsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$10,625 \pm 0,014$	$11,151 \pm 0,010$	$12,697 \pm 0,021$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$10,763 \pm 0,014$	$11,258 \pm 0,012$	$12,804 \pm 0,021$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$10,323 \pm 0,013$	$10,814 \pm 0,010$	$12,266 \pm 0,021$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$11,530 \pm 0,015$	$11,980 \pm 0,011$	$13,552 \pm 0,023$

Таблица 32 — Эффективности генератора и геометрического акцептанса детектора ($\varepsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$12,701 \pm 0,014$	$12,704 \pm 0,014$	$12,702 \pm 0,014$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$12,799 \pm 0,015$	$12,789 \pm 0,014$	$12,810 \pm 0,015$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$12,275 \pm 0,014$	$12,262 \pm 0,013$	$12,252 \pm 0,014$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$13,531 \pm 0,015$	$13,526 \pm 0,015$	$13,543 \pm 0,015$

3.4.2 Эффективность реконструкции и отбора событий

Для вычисления эффективности реконструкции и отбора применяются образцы математического моделирования, значение эффективности вычисляется по формуле:

$$\varepsilon^{rec\&sel} = \frac{N_{rec\&sel}}{N_{total}}, \quad (12)$$

где $N_{rec\&sel}$ – число событий, успешно прошедшие критерии отбора;

N_{total} – общее число событий из данных математического моделирования до реконструкции.

Расчет эффективностей производится по всем восстановленным событиям с учетом требований отбора, за исключением триггера и идентификационных переменных ProbNN для каонов или пионов. Значения эффективностей реконструкции и отбора событий представлены в таблице 33 (2011 – 2015 гг.) и таблице 34 (2016 – 2018 гг.). Различие эффективностей между каналами распада объясняется разным значением ограничения $\sum p_T(h^\pm)$ (раздел 3.1).

Таблица 33 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$12,260 \pm 0,488$	$12,847 \pm 0,347$	$16,328 \pm 0,733$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$11,378 \pm 0,471$	$10,527 \pm 0,323$	$13,133 \pm 0,644$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$3,160 \pm 0,248$	$2,620 \pm 0,161$	$3,741 \pm 0,350$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$10,323 \pm 0,449$	$11,142 \pm 0,333$	$12,873 \pm 0,646$

Таблица 34 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$16,634 \pm 0,320$	$17,099 \pm 0,315$	$16,411 \pm 0,278$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$14,080 \pm 0,292$	$13,598 \pm 0,281$	$13,843 \pm 0,258$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$3,716 \pm 0,152$	$3,557 \pm 0,144$	$3,890 \pm 0,135$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$12,629 \pm 0,280$	$12,457 \pm 0,270$	$12,776 \pm 0,250$

3.4.3 Эффективность идентификации адронов

Для вычисления эффективности идентификации адронов используют экспериментальные данные. В качестве такого калибровочного образца можно взять канал $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ из первого сеанса набора данных. А для второго сеанса набора данных RunII распады $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $D_s^+ \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\pi^+$. Эти образцы имеют большую статистику и практически не имеют фон. Так как идентификация адронов зависит от импульса частицы (p) и от количества вторичных заряженных частиц в событии (n_{tracks}), то эффективность идентификации адронов вычисляется как функция этих переменных. Вычисление поправочных коэффициентов эффективности реконструкции заряженных треков представлено в разделе 2.5.4. Полная эффективность идентификации адронов с учетом поправок эффективности реконструкции заряженных треков вычисляется по формуле:

$$\epsilon^{hID\&tr} = \frac{\sum_{rec\&sel} w_{PID\&tr}}{N_{rec\&sel}}, \quad (13)$$

где $w_{PID\&tr}$ – глобальная поправка к эффективности идентификации адронов и реконструкции заряженных треков для событий после процедуры реконструкции и предварительного отбора. Расчет эффективностей производится без учета отбора триггерной системы. Значения эффективностей идентификации адронов представлены в таблице 35 (2011 – 2015 гг.) и таблице 36 (2016 – 2018 гг.). Как видно из сравнения эффективностей, значения отличаются между периодами. Оно обусловлено разными алгоритмами и набором дискриминирующих переменных, которые использовали в нейронных сетях [66].

Таблица 35 — Эффективности идентификации адронов ($\epsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$	$91,86 \pm 1,44$	$93,19 \pm 0,90$	$83,45 \pm 2,14$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$92,08 \pm 1,46$	$93,76 \pm 0,95$	$81,40 \pm 2,40$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+3\pi^-$	$91,83 \pm 2,79$	$94,00 \pm 1,91$	$76,67 \pm 4,83$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	$72,11 \pm 2,28$	$76,80 \pm 1,51$	$78,12 \pm 2,55$

Таблица 36 — Эффективности идентификации адронов ($\varepsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$80,00 \pm 0,97$	$82,04 \pm 0,90$	$79,89 \pm 0,85$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$78,16 \pm 1,06$	$80,32 \pm 1,03$	$78,22 \pm 0,95$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$73,61 \pm 2,18$	$75,93 \pm 2,12$	$74,11 \pm 1,84$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$74,46 \pm 1,16$	$76,99 \pm 1,11$	$75,78 \pm 1,02$

3.4.4 Эффективность триггерной системы

Триггерный алгоритм, задействованный в данном анализе, основывается на поиске событий, в которых существует димюонная пара. Эффективность триггерной системы вычисляется с использованием уравнения 7.

Значения эффективностей триггерной системы представлены в таблице 37 (2011 – 2015 гг.) и таблице 38 (2016 – 2018 гг.). Небольшое различие в эффективностях триггерной системы между разными годами обусловлено разными периодами набора данных и объясняется разными ограничениями, которые используются при наборе статистики.

Таблица 37 — Эффективности триггерной системы (ε^{trig} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$85,41 \pm 1,43$	$86,50 \pm 0,93$	$85,12 \pm 1,61$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$88,41 \pm 1,36$	$90,02 \pm 0,94$	$87,46 \pm 1,66$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$87,12 \pm 2,70$	$89,98 \pm 1,91$	$86,69 \pm 3,20$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$87,13 \pm 1,53$	$88,22 \pm 0,99$	$84,27 \pm 1,86$

Таблица 38 — Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$88,72 \pm 0,61$	$90,13 \pm 0,55$	$88,34 \pm 0,55$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$91,94 \pm 0,57$	$92,34 \pm 0,56$	$91,54 \pm 0,52$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$91,90 \pm 1,14$	$92,90 \pm 1,06$	$91,98 \pm 0,96$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$89,55 \pm 0,69$	$90,84 \pm 0,64$	$90,16 \pm 0,59$

3.4.5 Отношение полных эффективностей

Полная эффективность каждого канала вычисляется по формуле 2 с учетом значений каждого множителя, указанных в предыдущих разделах. Значения эффективностей представлены в таблице 39 и таблице 40. Для учета разного объема собранных данных в каждом году вычисляется средневзвешенное значение общей эффективности (ур. 8). Отношения полных эффективностей между всеми изучаемыми распадами B_c^+ -мезона представлены в таблице 41.

Таблица 39 — Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$1,022 \pm 0,044$	$1,155 \pm 0,034$	$1,473 \pm 0,072$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$0,997 \pm 0,044$	$1,000 \pm 0,033$	$1,197 \pm 0,063$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$0,261 \pm 0,022$	$0,240 \pm 0,016$	$0,305 \pm 0,031$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$0,748 \pm 0,036$	$0,904 \pm 0,030$	$1,148 \pm 0,064$

Таблица 40 — Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2016–2018 гг. и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности

	Год			
	2016	2017	2018	Среднее
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$	$1,499 \pm 0,031$	$1,606 \pm 0,031$	$1,471 \pm 0,027$	$1,434 \pm 0,014$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$1,295 \pm 0,028$	$1,290 \pm 0,028$	$1,270 \pm 0,025$	$1,221 \pm 0,013$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$0,309 \pm 0,013$	$0,308 \pm 0,013$	$0,325 \pm 0,012$	$0,309 \pm 0,006$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$1,139 \pm 0,027$	$1,179 \pm 0,027$	$1,182 \pm 0,025$	$1,101 \pm 0,013$

Таблица 41 — Отношение полных эффективностей изучаемых распадов B_c^+ -мезона. Показаны только статистические погрешности

Отношение	$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	$B_c^+ \rightarrow J/\psi 2K^\pm 3\pi^\pm$	$B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	$3,950 \pm 0,093$	$3,564 \pm 0,085$	$4,641 \pm 0,107$
$B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$	—	$0,902 \pm 0,014$	$1,175 \pm 0,017$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	—	—	$1,302 \pm 0,020$

3.5 Вычисление отношения парциальных ширин

Данные, указанные в таблице 30 (число событий в каждом канале) и в таблице 41 (отношение полных эффективностей, изучаемых каналов), позволяют вычислить три отношения парциальных ширин распадов:

$$\mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}^{J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-)}, \quad (14a)$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}^{J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-)}, \quad (14b)$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}^{\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-)}. \quad (14c)$$

Каждое отношение парциальных ширин \mathcal{R}_Y^X для распада B_c^+ -мезона по каналам X и Y определяется с использованием уравнения 26. Таким образом, отношения парциальных ширин распадов можно вычислить, используя отношения, приведенные в таблицах 30 и 41:

$$\mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}^{J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+} = (33,7 \pm 5,7) \times 10^{-2},$$

$$\begin{aligned}\mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+2\pi^-}^{J/\psi 4\pi^+3\pi^-} &= (28,5 \pm 8,7) \times 10^{-2}, \\ \mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+2\pi^-}^{\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+} &= (17,6 \pm 3,6) \times 10^{-2},\end{aligned}$$

здесь показаны только статистические погрешности. Подробное описание изменения систематических погрешностей описано в следующем подразделе.

3.6 Систематические неопределенности

Большинство вкладов в общую систематическую неопределенность при вычислении отношения парциальных ширин распадов со схожей кинематикой сокращается. В качестве примера сокращающейся систематики можно привести идентификацию мюонов или реконструкцию чармония. Учет несокращающихся источников описан ниже, а итоговые неопределенности показаны в таблице 42.

Одним из основных источников систематических неопределенностей является выбор функции аппроксимации. Вклад таких неопределенностей оценивается при помощи списка альтернативных функций, которые используются в подгонке распределений инвариантной массы. Альтернативной функцией описания сигнала является асимметричная функция Аполлониос [67], для альтернативного описания фона используют убывающий полином второй степени. Для исследования систематической погрешности используется упрощенное математическое моделирование (псевдоэксперимент), которое содержит в себе в 100 раз больше событий, чем экспериментальные данные. Распределение инвариантной массы B_c^+ -мезона разыгрывается с использованием генератора случайных чисел, который воспроизводит основную модель подгонки. Полученное распределение аппроксимируется альтернативными функциями сигнальных событий в исследуемых каналах. Для ускорения этой процедуры и существенного сокращения времени анализа использовались особенности современного программирования, описанные в разделе 1.7. В таком случае за систематическую погрешность принимается максимальное отклонение отношения числа сигнальных событий в псевдоэкспериментах от значения из основной модели аппроксимации. В результате в изучаемых распадах B_c^+ -мезона максимальное отклонение для альтернативной сигнальной компоненты составляет 0,1 – 2,5%, для фоновой компоненты – 0,4 – 1,0%.

Для каждой альтернативной модели значимость сигнала пересчитывается с использованием экспериментальных данных. Статистические значимости для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ составили 9,0, 5,2 и 4,7 стандартных отклонений с учетом систематических погрешностей.

Метод исключения множественных кандидатов при изучении распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ вносит вклад в систематическую неопределенность. Этот метод применяется в случае, когда два или более B_c^+ -кандидатов происходят из одного pp столкновения. Для исследования систематической неопределенности используется упрощенное математическое моделирование (псевдоэксперимент). Процедура выбора B_c^+ -кандидата осуществляется случайным образом с помощью реализованного программного обеспечения, описанного в разделе 1.7. В качестве систематической неопределенности берется среднеквадратичное отклонение количества сигнальных событий. Таким образом, вклад в значение систематической неопределенности от процедуры исключения множественных кандидатов в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ составляет 1,3%.

Еще одним вкладом в общую систематическую неопределенность является эффективность триггерной системы. Этот вклад оценивается с использованием статистически обеспеченного канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ с последующим распадом $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [68]. Канал имеет похожую кинематику и общие триггерные линии. Значение систематической неопределенности триггера составляет 1,1%.

Следующим источником является взаимодействие адронов с веществом детектора, так как для некоторых отношений парциальных ширин используется разное количество адронных треков в сигнальном и нормировочном каналах [77]. Такая погрешность накладывает дополнительную неопределенность для эффективности поиска каонных (пионных) треков — 1,1% (1,4%) [78, 79].

Объем калибровочных данных, который использовали для вычисления эффективности идентификации адронов и реконструкции заряженных треков, имеет конечное значение. Влияние его размера на точность определения эффективностей составляет 0,1 — 1,1%.

Систематическая неопределенность, связанная с неточностью данных математического моделирования при наложении на распределения величин критериев отбора сигнальных событий, вычисляется с использованием распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, так как он является наиболее статистически обеспеченным каналом среди исследуемых распадов B_c^+ -мезона. Важнейшим источником

Таблица 42 — Относительные систематические погрешности (%) измерений отношения парциальных ширин

Источник	Погрешность, %
Модель аппроксимации:	
Сигнал	0,1 – 2,5
Фон	0,4 – 1,0
Триггер	1,1
Взаимодействие адронов с веществом детектора	0,0 – 2,8
Исключение множественных кандидатов	1,3
Идентификация адронов и реконструкция треков	0,1 – 1,1
Критерии отбора	2,3
Объем данных математического моделирования	1,5 – 2,4
Коррекция данных математического моделирования	2,2 – 5,1
Полная погрешность	4,4 – 7,1

систематической неопределенности является ошибка, связанная с выбором оптимальной точки для критерия отбора событий. Значение каждого критерия отбора варьировалось на 20%. Максимальное отклонение между данными и математическим моделированием не превосходит 2,3%. Это значение берется в качестве систематической погрешности критериев отбора событий с помощью ограничений.

К систематическим неопределенностям относится и вклад размера самих данных математического моделирования. Относительная неопределенность в вычислении отношения полных эффективностей варьируется между каналами в диапазоне 1,5 – 2,4%.

Последним источником систематической неопределенности является неточность в получении значения корректировочных поправок для массовых распределений комбинаций легких адронов. Для исследования такой систематической неопределенности используется упрощенное математическое моделирование (псевдоэксперимент). Восстановленные распределения массы систем легких адронов варьируются в пределах их неопределенностей так, чтобы воспроизвести распределения, наблюдаемые в экспериментальных данных. Значение систематической неопределенности варьируется в диапазоне 2,2 – 5,1%.

Полное значение относительной систематической неопределенности для изучаемых каналов распадов B_c^+ -мезона составляет 4,4 – 7,1% и вычисляется,

как корень квадратный из суммы квадратов каждого источника неопределенностей, указанных в таблице 42.

3.7 Результаты и выводы

С использованием данных, набранных установкой LHCb при энергиях протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 9 фб^{-1} , подтверждено существование распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ с каналом $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$. Распад $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ впервые обнаружен со значимостью 9,0 стандартных отклонений. Получено первое экспериментальное свидетельство существования распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$, статистическая значимость которого составила 4,7 стандартных отклонений.

Вычислено три отношения парциальных ширин распадов B_c^+ -мезона:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}^{J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+} &= (33,7 \pm 5,7 \pm 1,6) \times 10^{-2}, \\ \mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}^{J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-} &= (28,5 \pm 8,7 \pm 2,0) \times 10^{-2}, \\ \mathcal{R}_{J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-}^{\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+} &= (17,6 \pm 3,6 \pm 0,8) \times 10^{-2}, \end{aligned}$$

где первая погрешность является статистической, а вторая – систематической.

В ходе исследования распадов $B_c^+ \rightarrow \psi n h^\pm$ обнаружено, что распределение инвариантной массы трех пионов в распадах $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ согласуются с предсказаниями модели BLL о том, что данные распады проходят через промежуточное $a_1(1260)^+$ -состояние. Полученные результаты подгонок согласуются с большей долей распадов, проходящих с участием $\rho^0(770)$ -резонанса, как и ожидается в рамках BLL модели.

В распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ обнаружено, что распределение инвариантной массы $K^\pm\pi^\mp$ системы указывают на наличие распадов, проходящих через K^{*0} - и \bar{K}^{*0} -мезоны. Исследование распределений инвариантной массы K^+K^- системы показывает, что вклад от ϕ -мезона в K^+K^- системе сильно подавлен, что согласуется с предсказаниями теоретической модели BLL.

В данной главе представлены результаты поиска распадов B_c^+ -мезона с чармонием (J/ψ - или $\psi(2S)$ -мезон) и многочастичными адронными состояниями (пионы, каоны). Вычислены отношения парциальных ширин распадов.

4 Изучение распадов B_c^+ мезонов с P-волновым чармонием в конечном состоянии

В данной главе представлен анализ по изучению основных характеристик распадов B_c^+ -мезона с заряженным пионом и P-волновым чармонием (χ_{c1} - и χ_{c2} -мезон) в конечном состоянии. В главе изучаются распады $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$. Анализ основан на данных, набранных экспериментом LHCb в pp столкновениях при энергии в системе центра масс 7 ТэВ (светимости 1 фб⁻¹), 8 ТэВ (светимости 2 фб⁻¹) и 13 ТэВ (светимости 6 фб⁻¹).

Распады B_c^+ -мезона с S-волновым чармонием (J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезоны) и легкими адронами в конечном состоянии широко изучаются в литературе [80]. В последние годы появились теоретические работы с предсказаниями для парциальных ширин распадов B_c^+ -мезона с P-волновым чармонием (χ_{c1} - и χ_{c2} -мезон) и легкими адронами в конечном состоянии [81]. Теоретические оценки были получены на основе методов нерелятивистской квантовой хромодинамики. Для каналов с одним и тем же легким мезоном и разными P-волновыми чармониями в конечном состоянии предсказано, что значение абсолютных парциальных ширин с χ_{c2} -состоянием больше, чем с χ_{c1} -состоянием [81].

В экспериментах на электрон-позитронных машинах, таких как CLEO, BaBar, Belle, проводилось изучение рождения P-волнового чармония в распадах B^+ - и B^0 -мезонов. Было продемонстрировано в двухчастичных распадах $B \rightarrow \chi_c K^{(*)}$, что мода с χ_{c2} -состоянием сильно подавлена по отношению к χ_{c1} -моду. Это соответствует теоретическому предсказанию [82]. Недавние анализы эксперимента LHCb по изучению трехчастичных распадов Λ_b^0 -барионов, а именно, $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}pK^-$ или $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$, показали, что парциальные ширины распадов практически равны [83, 84]. Распады $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ никогда не изучались не только в эксперименте LHCb, но и в мире. Очевидно, что изучение и поиск таких распадов позволит уточнить параметры теоретических моделей и расширить понимание о динамике взаимодействия кварков.

4.1 Отбор сигнальных событий

В ходе выполнения исследований был произведен поиск распадов с Р-волновым чармонием в конечном состоянии ($B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$). Анализ выполнен на данных, набранных установкой LHCb в протон-протонных соударениях в сеансах RunI и RunII и отвечающих интегральной светимости $\mathcal{L} = 9 \text{ фб}^{-1}$. Для поиска распадов с Р-волновым чармонием в конечном состоянии используется мода распада $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$. При изучении нормировочного распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ применяется димюонная мода $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В ходе проведения работы участвуют только те события, которые прошли триггерную систему на наличие в них сигнала от чармония. В процессе анализа на сигнальный и нормировочный каналы накладываются одинаковый набор ограничений, при этом величины этих ограничений должны быть максимально близкими. Такая процедура помогает при вычислении отношения парциальных ширин получать минимальную систематическую ошибку. Критерии отбора основываются на смягченных ограничениях к различным параметрам, которые представлены далее. Для последующего подавления комбинаторного фона применяется метод машинного обучения на основе ускоренного дерева решений, описанный в разделе 1.7.2. Отбор сигнальных и нормировочных событий производится с помощью наложения ограничений на различные кинематические и идентификационные параметры всей цепочки распада.

Поиск B_c^+ -кандидатов начинается с того, что пара двух мюонов противоположных знаков с поперечным импульсом более 550 МэВ/с ($p_T > 550 \text{ МэВ/с}$) формируют общую вершину. Качество общей вершины мюонной пары проверяется требованием χ^2 -параметр аппроксимации вершины $\chi_{vtx}^2/ndf < 20$ (где ndf – число степеней свободы). Инвариантная масса $\mu^+ \mu^-$ пары лежит в диапазоне $3,0 < m_{\mu^+ \mu^-} < 3,2 \text{ ГэВ}/c^2$ для J/ψ -кандидатов. Накладывается ограничение на значимость отлета ψ -кандидата от первичной вершины $DLS(\psi) > 3$. Это позволяет подавить комбинаторный фон от частиц, которые родились в точке протонных столкновений, и является неотъемлемым критерием метода поиска удаленной вторичной вершины.

Далее проходит процедура отбора адронных кандидатов. Как отмечалось в предыдущих главах, для этого в эксперименте LHCb используют информацию от двух детекторов колец черенковского излучения. Эффективная и хорошая

идентификация пионов в условиях установки LHCb возможна для треков с импульсом в диапазоне $3,2 < p < 150$ ГэВ/с. Для идентификации адронов используется выходная переменная нейронных сетей, обученная на специально отобранном образце пионов. Значение этой переменной для выделения пионов $\text{ProbNN}(\pi^\pm) > 0,1$. Для подавления случайных адронов используют ограничения на поперечный импульс треков. Пионный кандидат имеет поперечный импульс $p_T(\pi) > 200$ МэВ/с. Чтобы уменьшить долю треков из первичной вершины, адроны должны обладать прицельным параметром по отношению к точке взаимодействия. Величина χ^2 -прицельного параметра, используемого в анализе для распада с каонами, больше девяти ($\chi_{IP}^2 > 4$).

Отобранные J/ψ -кандидаты объединяются с фотоном, чтобы сформировать χ_c -кандидат. Поперечная энергия фотонов должна быть больше 400 МэВ. Высокий уровень идентификации фотона достигается с использованием ограничения на параметр нейронной сети для отбора фотонов среди кластеров в электромагнитном калориметре: $CL > 0,05$. Реконструированная масса $J/\psi\gamma$ комбинации должна находиться в диапазоне $3,40 < m_{J/\psi\gamma} < 3,70$ ГэВ/с² для χ_c -кандидатов.

Далее, отобранные χ_c -кандидаты объединяются с заряженными пионными треками и формируют B_c^+ -кандидат. Если в событии восстановлено несколько B_c^+ -кандидатов, то для анализа оставляется наилучший. Критерием выбора является минимальное χ^2 -значение прицельного параметра по отношению к первичной вершине. Эта переменная отбирает B_c^+ -кандидаты, которые имеют направление на первичную вершину. В данном анализе используется ограничение $\chi_{IP}^2(B_c^+) < 12$. Комбинаторный фон от случайных адронов из первичной вершины подавляется требованием на качество вершины B_c^+ -кандидата. Вершина, которая состоит из двух мюонов и заряженных адронов, должна удовлетворять требованию $\chi_{vtx}^2(B_c^+) < 40$. Ограничение на значение параметра времени пролета B_c^+ -кандидата должно быть больше 100 мкм. Инвариантная масса отобранных B_c^+ -кандидатов лежит в диапазоне 6,0 – 6,5 ГэВ/с² для распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_c\pi^+$ и 6,15 – 6,45 ГэВ/с² для нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$. Чтобы уменьшить ширину инвариантной массы отобранных для анализа B_c^+ -кандидатов используют специальную процедуру, которая называется кинематическая подгонка дерева распада (decay tree fitter) [54]. Для отобранного кандидата его дерево распада заново реконструируется с учетом влияния всех треков в конечном состоянии, уточненных положений первичной

Таблица 43 — Критерии предварительного отбора исследуемых распадов

 B_c^+ -мезона

Переменная	Ограничение
$p_T(\mu)$	$> 0,55 \text{ ГэВ}/c$
$\chi_{vtx}^2/ndf(\psi)$	< 20
$DLS(\psi)$	> 3
m_ψ	$\in [3,0; 3,2] \text{ ГэВ}/c^2 (J/\psi)$ $\in [3,4; 3,7] \text{ ГэВ}/c^2 (\chi_c)$
$E_T(\gamma)$	$> 0,4 \text{ ГэВ}$
$CL(\gamma)$	$> 0,05$
$p_T(\pi)$	$> 0,2 \text{ ГэВ}/c$
$p(\pi^\pm)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}(\pi^\pm)$	$> 0,1$
$m_{\chi_c \pi^+}$	$\in [6,0; 6,5] \text{ ГэВ}/c^2$
$m_{J/\psi \pi^+}$	$\in [6,15; 6,45] \text{ ГэВ}/c^2$
$c\tau(B_c^+)$	$> 100 \text{ мкм}$
$\chi_{IP}^2(h^\pm)$	> 4
$\chi_{IP}^2(B_c^+)$	< 12
$\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+)$	< 9
$\chi_{vtx}^2(B_c^+)$	< 40
$m_{J/\psi \pi^+}$	$\notin [5,22; 5,35] \text{ ГэВ}/c^2$

и вторичной вершин. При проведении такой уточняющей процедуры требуют, чтобы инвариантная масса мюонной пары соответствовала значению массы J/ψ -мезона из таблицы свойств элементарных частиц [5]. Кроме того, проверяется, что геометрическая сумма импульсов всех частиц, которые образуют B_c^+ -кандидат, имеет направление из первичной вершины в вершину распада. Критерий качества такой операции $\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+)$ (ndf – число степеней свободы) удовлетворяет требованию $\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+) < 9$.

Набор предварительных критериев отбора для исследуемых распадов B_c^+ -мезона приведен в таблице 43. Для уменьшения комбинаторного фона от возможных распадов промежуточных частиц накладывается вето на массу $J/\psi \pi^+$ комбинаций. Соответственно, чтобы подавить вклад от таких распадов, требовалось, чтобы инвариантная масса любых комбинаций, используемых в

Таблица 44 — Список дискриминирующих переменных используемых в многомерном классификаторе BDTG

Переменная	Описание
$\chi_{DTF}^2/ndf(B_c^+)$	параметр качества аппроксимации дерева распада
$c\tau(B_c^+)$	время жизни B_c^+ -мезона
$p_T(\pi^+)$	поперечные импульсы пионов
$p_T(\gamma)$	поперечные импульсы фотонов
ProbNN(π^+)	выходная переменная нейронных сетей, обученная на специально отобранном образце пионов
$\chi_{IP}^2(B_c^+)$	параметр, обозначающий, что B_c^+ -мезон образован в первичной вершине протон-протонного соударения
$\chi_{vtx}^2(B_c^+)$	параметр качества аппроксимации вторичной вершины распада B_c^+ -мезона
$\eta(\pi^+)$	псевдобыстрота пионов
$\eta(\gamma)$	псевдобыстрота фотонов
мин. $\chi_{IP}^2(h^\pm)$	параметр, обозначающий, что все дочерние треки образованы во вторичной вершине распада B_c^+ -мезона

анализе, лежала бы вне массового интервала шириной ± 3 стандартных отклонения вокруг номинальной массы вышеуказанной комбинации [5]. Для распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ вклад от $J/\psi \pi^+$ комбинации исключен добавлением ограничения $5,22 < m_{J/\psi \pi^+} < 5,35 \text{ ГэВ}/c^2$. В случае двух (или более) B_c^+ -кандидатов в одном и том же событии для анализа выбирается только один кандидат. Процедура удаления множественного счета в анализируемых данных была реализована методом, описанным в разделе 1.7.3.

В связи с малым количеством ожидаемых событий в канале, оптимизация поиска критериев отбора осуществляется с использованием преимуществ метода машинного обучения (раздел 1.7.2). Реализация основана на применении алгоритма с использованием деревьев решений (BDTG). Для выделения сигнала используется выходная переменная классификатора BDTG, которая формируется в процессе обучения. В качестве сигнальных обучающих данных

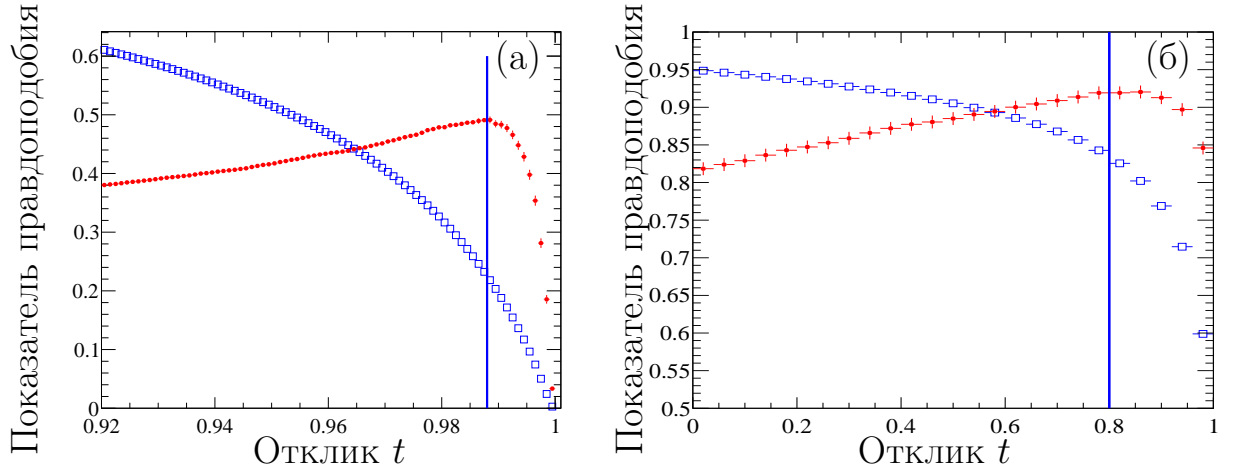


Рисунок 30 — Вид оптимизационной кривой BDTG классификатора для распада $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ (а) и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ (б). Красной линией показана оптимизационная кривая, синей линией – эффективность классификатора BDTG. Вертикальная сплошная линия иллюстрирует оптимальную рабочую точку.

используются данные математического моделирования процессов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$. Поведение фона изучается на образце экспериментальных данных, которые находятся в диапазоне инвариантной массы $6,4 < m_{B_c^+} < 6,6$ ГэВ/ c^2 . Обучение классификатора BDTG проводится на основе кинематических переменных изучаемых каналов. Список переменных представлен в таблице 44.

Процедура поиска оптимальной точки состоит в построении функции отклика классификатора BDTG, которая позволит наилучшим образом выделить сигнал и существенно подавить фон. Оценка эффективности выделения сигнала для распада $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ определяется по формуле [85]:

$$F(t) = \frac{\epsilon(t)}{5/2 + \sqrt{B(t)}}, \quad (16)$$

где $\epsilon(t)$ – эффективность классификатора BDTG из данных математического моделирования;

$B(t)$ – уровень фона в сигнальной области, который определяется из экспериментальных данных.

Так как нормировочный канал $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ является статистически обеспеченным, то для выбора оптимальной точки используется формула $S(t)/\sqrt{S(t) + B(t)}$, где t – величина ограничения на переменную BDTG классификатора, S и B – количество сигнальных и фоновых событий в области

сигнала. На рисунке 30 показаны зависимости показателя правдоподобия отклика классификатора BDTG для каналов $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$.

Из рисунка 30 видно, что оптимальное значение на выходную переменную классификатора для анализа $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ составляет $t > 0,988$, а для нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ $t > 0,8$. Так как точки в районе максимума правдоподобия согласуются в пределах ошибок, то выбранное рабочее значение соответствует точке с более высокой эффективностью выделения сигнала.

4.2 Определение числа сигнальных событий

На рисунке 31 показаны распределения инвариантных масс отобранных кандидатов для каналов: $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. Подбор параметров функций аппроксимаций осуществляется методом небинированного максимального правдоподобия. Количество событий выполняется одновременным подбором параметров аппроксимирующих функций для распределений инвариантных масс по двум комбинациям: $J/\psi \gamma \pi^+$ и $J/\psi \pi^+$.

В каждом распределении инвариантной массы на рисунке 31 хорошо виден сигнальный пик, который соответствует искомому распаду. Распределение инвариантной массы распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ включает в себя четыре компонента. Первый компонент соответствует сигнальным распадам $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$, которые описываются с помощью модифицированной функции Гаусса с параметрами $(\alpha_L, \alpha_R, n_L, n_R)$. Данным параметрам присваиваются значения из данных математического моделирования с учетом статистических погрешностей (ур. 1). Второй компонент соответствует сигнальным распадам $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$, которые описываются, как сумма модифицированной функции Гаусса (ур. 1) и модифицированной функцией Гаусса с асимметричными уширяющими параметрами [86]. Из-за разницы масс между χ_{c1} - и χ_{c2} -состояниями, а также ограничения массы χ_{c2} -состояния, используемого для оценки массы B_c^+ -кандидата, положение второго компонента смещается в сторону более высоких масс. Третий компонент описывает частично реконструированные распады $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ ($\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$) [87], в которых один из фотонов используется в реконструированном распаде $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$, а второй фотон не реконструирован. Параметры аппроксимации подгонки третьего компонента зафиксированы

к значениям, полученным из математического моделирования. Фоновый компонент описывается экспоненциальной функцией. Число сигнальных событий распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ параметризуется по формуле:

$$N_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+} \equiv N_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+} \times \mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}} \times \varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}} \times \frac{\mathcal{B}_{\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma}}{\mathcal{B}_{\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma}}, \quad (17)$$

где $N_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+}$ – число сигнальных событий распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$;

$\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$ – отношение парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$, которое является свободным параметром функции аппроксимации:

$$\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}} \equiv \frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+}}, \quad (18)$$

где $\mathcal{B}_{\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma}$ – отношение парциальных ширин распадов $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$ [5];

$\varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$ – отношение полных эффективностей исследуемых распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$:

$$\varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}} \equiv \frac{\varepsilon_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+}}{\varepsilon_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+}}. \quad (19)$$

Распределение инвариантной массы нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ описывается суммой сигнальной и фоновой функций. Полином первой степени используется для описания фона. В качестве сигнальной функции используется модифицированная функция Гаусса с левыми (α_L, n_L) и правыми (α_R, n_R) уширяющими параметрами (ур. 1) и функция Гаусса с общим положением сигнала B_c^+ -мезона. Значения уширяющих параметров получены из данных математического моделирования изучаемых распадов.

В модели подгонки положение сигнала B_c^+ -мезона во всех модах является общим параметром ($m_{B_c^+}$). Для описания сигнальных вкладов параметрам ширины распределений (ур. 1) присваиваются значения, которые были получены из данных математического моделирования. Чтобы учесть неточности в описании ширины сигнала в данных и математическом моделировании, используются поправочные коэффициенты δm_{B^+} и s_{B^+} . При выполнении процедуры аппроксимации распределений инвариантной массы эти коэффициенты являются свободными параметрами. Эта процедура позволяет при выполнении подгонки учесть неопределенности в параметре разрешения по инвариантной массе ($\sigma \pm \Delta\sigma$). Значения поправочных коэффициентов определяются из сравнения результатов в статистически обеспеченном канале $B^+ \rightarrow \chi_c K^+$.

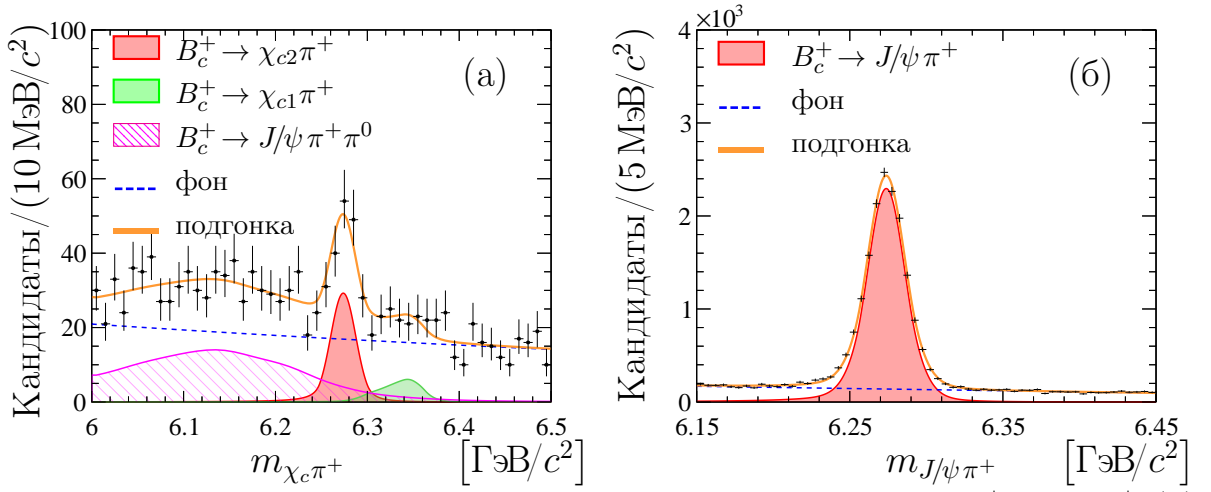


Рисунок 31 — Проекция распределений инвариантной массы $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ (а) и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ (б) кандидатов

Таблица 45 — Параметры сигналов распадов B_c^+ -мезона, где m — масса,

$\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$ — отношение парциальных ширин

Распад	Число сигнальных событий	Значимость, σ
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$	108 ± 16	8,1
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	15400 ± 140	—
$\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$	$0,24_{-0,11}^{+0,13}$	
Параметр	Значение	
$m_{B_c^+}$, МэВ/ c^2	$6274,46 \pm 0,34$	
s_{B^+}	$1,102 \pm 0,004$	
δm_{B^+}	$0,07 \pm 0,12$	

Распределения инвариантных масс B_c^+ -кандидатов в каналах $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ представлены на рисунке 31. Параметры сигналов, определенные из аппроксимации распределений физических данных, представлены в таблице 45.

Оцененная статистическая значимость распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$ составляет 8,1 стандартных отклонений, что свидетельствует о первом обнаружении изучаемого распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$. Напротив, число сигнальных событий распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$ незначительно, что подтверждает теоретические предсказания подавления χ_{c1} -состояния в распаде $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$. Поэтому установлен верхний предел отношения парциальных ширин изучаемых распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$, который составляет $\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}} < 0,41$ на 90 % уровне достоверности.

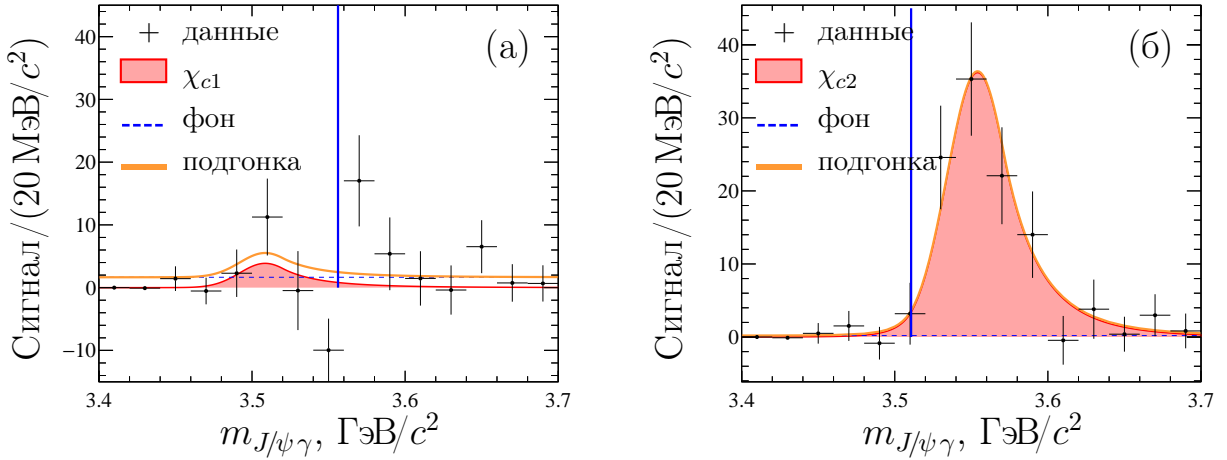


Рисунок 32 — Проекция распределений по массе $J/\psi \gamma$ комбинаций для распадов $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ (а) и $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ (б). Синяя вертикальная линия показывает известное среднее положение пика χ_{c2} -состояния (слева) и χ_{c1} -состояния (справа).

Проверка полученных результатов подгонки для распадов $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ и $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ проведена с использованием статистической техники вычитания левых и правых контрольных интервалов [60] по массе $J/\psi \gamma$ системы. Для определения вклада перечисленных распадов распределение инвариантной массы $J/\psi \gamma$ комбинации аппроксимировалось методом небинированного максимального правдоподобия. В модели подгонки участвуют две компоненты: нерезонансный и резонансный. Нерезонансный компонент описывается константой. Для описания резонансного компонента применяется модифицированная функция Гаусса с параметрами $(\alpha_L, \alpha_R, n_L, n_R)$.

Распределения инвариантных масс $J/\psi \gamma$ -кандидатов в канале $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ представлены на рисунке 32. Параметры сигналов, определенные из аппроксимации распределений физических данных, представлены в таблице 46. Результаты подгонки исследуемого распада $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ согласуются с числом сигнальных событий, полученных из аппроксимации экспериментальных данных распада $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ (табл. 45), а вклад от χ_{c1} -состояния существенно подавлен, что также согласуется с полученными результатами аппроксимации экспериментальных данных.

Таблица 46 — Параметры резонансных компонент χ_{c1} - и χ_{c2} -состояний, где

m – масса	
Распад	Число сигнальных событий
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$104,8 \pm 15,4$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$10,6 \pm 12,8$
Параметр	Значение
$m_{\chi_{c1}}, \text{ МэВ}/c^2$	$3508,58 \pm 0,10$
$m_{\chi_{c2}}, \text{ МэВ}/c^2$	$3554,76 \pm 0,11$

4.3 Эффективность восстановления событий

В ходе проведения анализа для получения значений эффективностей, которые необходимы для вычисления отношений парциальных ширин исследуемых распадов, используют данные математического моделирования. Полная эффективность восстановления событий ε^{tot} вычисляется с использованием формулы:

$$\varepsilon^{tot} = \varepsilon^{gen\&acc} \times \varepsilon^{rec\&sel} \times \varepsilon^{trig} \times \varepsilon^{BDTG} \times f_{corr}^{tr} \times f_{corr}^{\gamma}, \quad (20)$$

где $\varepsilon^{gen\&acc}$ – эффективность генератора Монте-Карло и углового захвата установки;

$\varepsilon^{rec\&sel}$ – эффективность реконструкции и отбора событий;

ε^{trig} – эффективность триггерной системы для отбора сигнального распада;

ε^{BDTG} – эффективность классификатора BDTG;

f_{corr}^{tr} – поправки к эффективности восстановления треков;

f_{corr}^{γ} – поправки к эффективности восстановления фотонов.

Для более корректного описания распадов и учета реальной множественности вторичных заряженных частиц трековые поправки вычисляются на экспериментальных данных. Так как в анализе используются данные, набранные установкой ЛНСб в разных условиях, то эффективность вычисляется для каждого периода и для каждого изучаемого канала отдельно. Подробное описание коррекции данных математического моделирования изложено в следующем разделе.

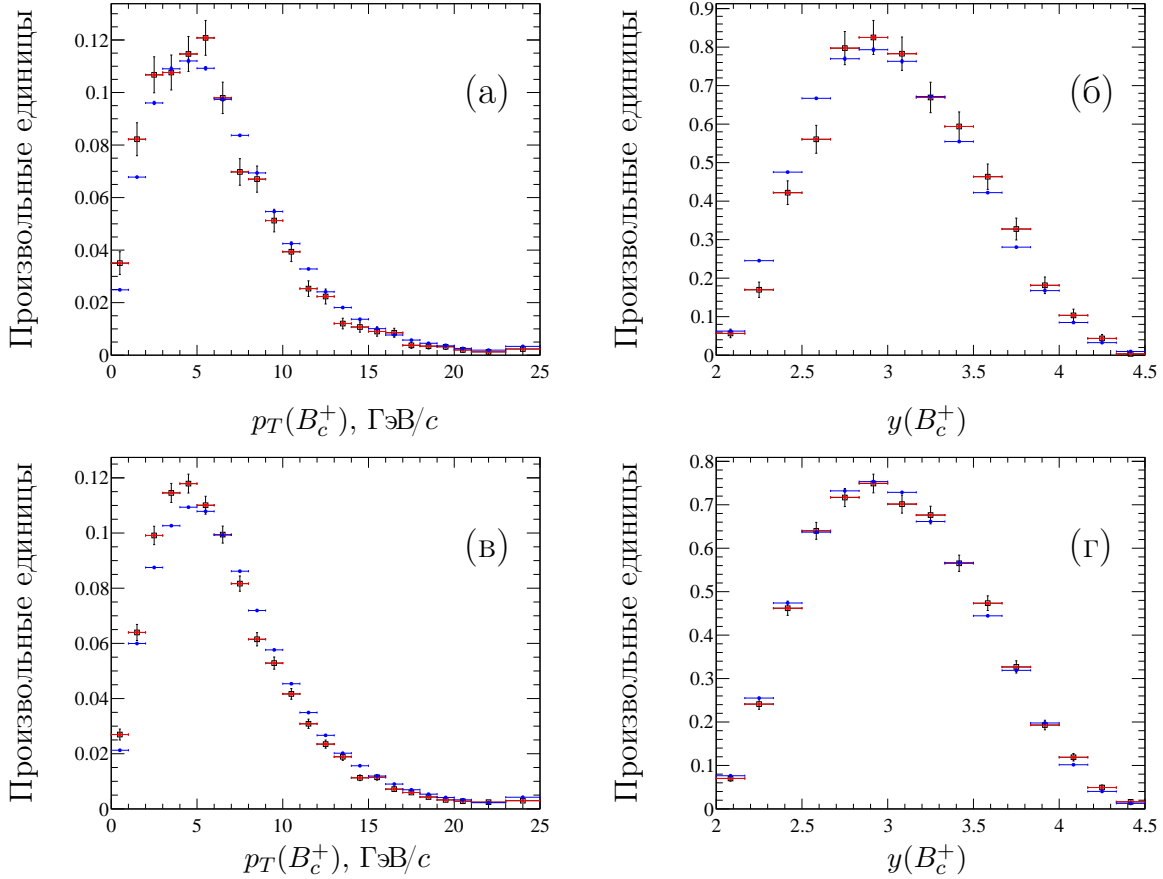


Рисунок 33 — Распределение кинематических параметров B_c^+ -мезона в нормировочном канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. Представлены распределения по переменным $p_T(B_c^+)$ (а, в) и $y(B_c^+)$ (б, г) на данных сеансов RunI (сверху) и RunII (снизу).

4.3.1 Эффективность генератора и акцептанса установки

Эффективность генератора и углового захвата установки ЛНСб обусловлена ее геометрическими размерами и особенностями. Спектрометр регистрирует частицы в области псевдобыстрот $2 < \eta < 5$, остальные не попадают в рабочий объем установки. Эффективность генератора и геометрического акцептанса детектора оценивается с использованием статистических таблиц, созданных с использованием пакета MCStatTools [65]. Исполняемый файл распада $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ для создания данных математического моделирования состоит из двух вкладов:

- доля распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$ составляет 50%;
- доля распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$ составляет 50%.

Таблица 47 — Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\varepsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$7,305 \pm 0,010$	$7,692 \pm 0,009$	$8,434 \pm 0,020$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$7,450 \pm 0,011$	$7,821 \pm 0,009$	$8,540 \pm 0,020$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$13,031 \pm 0,009$	$13,540 \pm 0,010$	$15,207 \pm 0,041$

Таблица 48 — Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\varepsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$8,421 \pm 0,012$	$8,404 \pm 0,012$	$8,419 \pm 0,012$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$8,584 \pm 0,013$	$8,551 \pm 0,012$	$8,578 \pm 0,012$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$15,266 \pm 0,019$	$15,239 \pm 0,018$	$15,225 \pm 0,017$

Поскольку реконструируемая доля событий математического моделирования для каждого вклада распада довольно сильно отличается от долей, указанных в исполняемом файле, для получения эффективности генератора и геометрического аксептанса распада $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ используется уравнение 3. Для нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ исполняемый файл содержит только изучаемый распад.

Для того чтобы лучше описывать экспериментальные данные, необходимо провести процедуры корректировки данных математического моделирования перед вычислением значений эффективностей. Процесс сравнения экспериментальных данных и данных математического моделирования проходит с использованием нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$, так как этот распад является наиболее статистически обеспеченным. Из сравнения поперечного импульса и быстроты B_c^+ -мезона (рис. 33) вычисляются поправочные коэффициенты, которые применяются к данным математического моделирования для корректировки исследуемого распада $B_c^+ \rightarrow \chi_c \pi^+$ и нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. Вычисленные значения (с учетом периода набора данных) эффективностей генератора и геометрического аксептанса установки

с использованием поправочных коэффициентов представлены в таблице 47 (2011 – 2015 гг.) и таблице 48 (2016 – 2018 гг.).

4.3.2 Эффективность реконструкции и отбора событий

Для вычисления эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$) применяется формула, учитывающая вес поправок $w_{pT\&y}$ данных математического моделирования по кинематическим переменным B_c^+ -мезона (ур. 4). Расчет эффективностей производится по всем восстановленным событиям с учетом требований отбора, за исключением триггера и ограничения на выходную переменную классификатора BDTG. Значения эффективностей реконструкции и отбора событий представлены в таблице 49 (2011 – 2015 гг.) и таблице 50 (2016 – 2018 гг.).

Таблица 49 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$8,186 \pm 0,028$	$7,395 \pm 0,019$	$8,284 \pm 0,046$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$8,340 \pm 0,028$	$7,542 \pm 0,019$	$8,410 \pm 0,046$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$13,098 \pm 0,024$	$12,446 \pm 0,024$	$12,599 \pm 0,023$

Таблица 50 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$7,672 \pm 0,019$	$8,079 \pm 0,019$	$6,426 \pm 0,015$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$7,809 \pm 0,019$	$8,252 \pm 0,019$	$6,529 \pm 0,015$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$12,658 \pm 0,023$	$12,676 \pm 0,023$	$12,674 \pm 0,023$

4.3.3 Эффективность триггерной системы

Триггерный алгоритм, задействованный в данном анализе, основывается на поиске событий, в которых существует димюонная пара. Эффективность триггерной системы вычисляется с использованием уравнения 7, в которой используется число событий с учетом весовых поправок $w_{pT&y}$, которые или прошли, или не прошли триггерную систему. Значения эффективностей триггерной системы представлены в таблице 51 (2011 – 2015 гг.) и таблице 52 (2016 – 2018 гг.). Небольшое различие в эффективностях триггерной системы между разными годами обусловлено разными периодами набора данных объясняются разными ограничениями, которые используются при наборе статистики.

Таблица 51 — Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$77,96 \pm 0,15$	$77,31 \pm 0,11$	$72,68 \pm 0,26$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$78,38 \pm 0,14$	$77,61 \pm 0,11$	$72,86 \pm 0,26$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$77,53 \pm 0,08$	$77,46 \pm 0,09$	$72,53 \pm 0,09$

Таблица 52 — Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$79,90 \pm 0,11$	$84,16 \pm 0,09$	$79,71 \pm 0,10$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$80,17 \pm 0,10$	$84,57 \pm 0,09$	$79,86 \pm 0,10$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$79,69 \pm 0,08$	$83,95 \pm 0,07$	$79,30 \pm 0,08$

4.3.4 Эффективность классификатора BDTG

Эффективность классификатора BDTG рассчитывается с использованием образцов математического моделирования с учетом предварительных критериев отбора, с применением формулы:

$$\varepsilon^{BDTG} = \left(1 + \frac{\sum_{rec\&sel\&trig\&rej} w_{p_T\&y}^{BDTG}}{\sum_{rec\&sel\&trig\&acc} w_{p_T\&y}^{BDTG}} \right)^{-1}, \quad (21)$$

в которой используется число событий с учетом весовых поправок, которые или прошли, или не прошли ограничение на выходную переменную отклика классификатора BDTG. Значения эффективностей классификатора BDTG представлены в таблице 53 (2011 – 2015 гг.) и таблице 54 (2016 – 2018 гг.). Значения эффективностей классификатора BDTG между распадами $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ различаются примерно на 30% из-за разных спектров поперечной энергии фотонов ($E_T(\gamma)$). Поскольку эта переменная используется при обучении классификатора, такая разница влияет на расчет эффективностей классификатора BDTG.

Таблица 53 — Эффективности классификатора BDTG (ε^{BDTG} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$14,36 \pm 0,14$	$15,20 \pm 0,10$	$20,38 \pm 0,27$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$18,41 \pm 0,15$	$19,59 \pm 0,11$	$24,91 \pm 0,28$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$78,04 \pm 0,09$	$76,97 \pm 0,10$	$83,31 \pm 0,09$

Таблица 54 — Эффективности классификатора BDTG (ε^{BDTG} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$19,76 \pm 0,11$	$19,26 \pm 0,10$	$19,64 \pm 0,10$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$24,65 \pm 0,12$	$24,09 \pm 0,11$	$24,65 \pm 0,11$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$82,90 \pm 0,08$	$83,07 \pm 0,08$	$82,76 \pm 0,08$

4.3.5 Поправки к эффективности восстановления треков

Поправки к эффективности восстановления треков вычисляются на основе калибровочных данных. Эти данные берутся из сравнения эффективности реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ между экспериментальными данными и данными математического моделирования [88–90]. Поправки к эффективности восстановления треков выражаются через кинематические параметры трека и рассчитываются по следующей формуле:

$$f_{corr}^{tr} = \frac{\sum_{rec\&sel\&trig\&BDTG} f^{tr} \times w_{p_T\&y}}{\sum_{rec\&sel\&trig\&BDTG} w_{p_T\&y}}, \quad (22)$$

в которой используется взвешенная сумма реконструированных событий после применения всех критериев отбора или с учетом, или без учета поправок f^{tr} , f^{tr} – произведение индивидуальных поправок к эффективности реконструкции пионных треков в событии. Значения поправок к эффективности восстановления треков представлены в таблице 55 (2011 – 2015 гг.) и таблице 56 (2016 – 2018 гг.).

Таблица 55 — Поправки к эффективности восстановления треков ($f^{tr} \times 10^{-2}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$	$1,0077 \pm 0,0013$	$1,0073 \pm 0,0009$	$0,9981 \pm 0,0009$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$	$1,0082 \pm 0,0011$	$1,0079 \pm 0,0008$	$0,9978 \pm 0,0009$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$1,0062 \pm 0,0003$	$1,0060 \pm 0,0003$	$0,9979 \pm 0,0002$

Таблица 56 — Поправки к эффективности восстановления треков ($f^{tr} \times 10^{-2}$) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$	$0,9915 \pm 0,0008$	$0,9947 \pm 0,0006$	$0,9939 \pm 0,0006$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$	$0,9912 \pm 0,0007$	$0,9946 \pm 0,0005$	$0,9937 \pm 0,0006$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$0,9921 \pm 0,0003$	$0,9953 \pm 0,0002$	$0,9943 \pm 0,0003$

4.3.6 Поправки к эффективности восстановления фотонов

Поправки к эффективности восстановления фотонов вычисляются на основе калибровочных данных. Эти данные берутся из сравнения эффективности реконструкции распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K^+ \pi^0)$ и $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ между экспериментальными данными и данными математического моделирования [91–93]. Поправки к эффективности восстановления фотонов рассчитываются по следующей формуле:

$$f_{corr}^\gamma = \frac{\sum_{rec\&sel\&trig\&BDTG} f^{tr} \times f^\gamma \times w_{p_T\&y}}{\sum_{rec\&sel\&trig\&BDTG} f^{tr} \times w_{p_T\&y}}, \quad (23)$$

где в числителе используется взвешенная сумма по всем реконструированным событиям после применения всех критериев отбора или с учетом, или без учета поправок f^γ , f^γ – произведение индивидуальных поправок к эффективности реконструкции фотонов в событии. Значения поправок к эффективности восстановления фотонов представлены в таблице 57 (2011 – 2015 гг.) и таблице 58 (2016 – 2018 гг.).

Таблица 57 — Поправки к эффективности восстановления фотонов ($f^\gamma \times 10^{-2}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$	$1,0036 \pm 0,0007$	$1,0092 \pm 0,0009$	$1,0100 \pm 0,0020$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$	$1,0087 \pm 0,0011$	$1,0129 \pm 0,0010$	$1,0143 \pm 0,0022$

Таблица 58 — Поправки к эффективности восстановления фотонов ($f^\gamma \times 10^{-2}$) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2016	2017	2018
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+$	$1,0087 \pm 0,0008$	$1,0083 \pm 0,0007$	$1,0090 \pm 0,0008$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$	$1,0126 \pm 0,0009$	$1,0120 \pm 0,0008$	$1,0126 \pm 0,0008$

4.3.7 Отношение полных эффективностей

Полная эффективность каждого канала вычисляется по формуле 2 с учетом значений каждого множителя, указанных в предыдущих разделах. Значения эффективностей представлены в таблице 59 и таблице 60. Для учета разного объема собранных данных в каждом году вычисляется средневзвешенное значение общей эффективности (ур. 8).

Таблица 59 — Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности

	Год		
	2011	2012	2015
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$6,770 \pm 0,069$	$6,796 \pm 0,050$	$10,432 \pm 0,152$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$9,118 \pm 0,081$	$9,154 \pm 0,059$	$13,189 \pm 0,172$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$103,897 \pm 0,260$	$101,068 \pm 0,269$	$115,519 \pm 0,417$

Таблица 60 — Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2016–2018 гг. и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности

	Год			
	2016	2017	2018	Среднее
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$	$10,204 \pm 0,066$	$11,040 \pm 0,065$	$8,491 \pm 0,051$	$9,206 \pm 0,028$
$B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$	$13,296 \pm 0,076$	$14,467 \pm 0,076$	$11,093 \pm 0,059$	$12,069 \pm 0,032$
$B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$	$126,649 \pm 0,334$	$134,072 \pm 0,339$	$125,909 \pm 0,321$	$122,565 \pm 0,151$

Отношение полных эффективностей составляет:

$$\frac{\epsilon_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+}}{\epsilon_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}} = (9,84 \pm 0,03) \times 10^{-2}, \quad (24a)$$

$$\frac{\epsilon_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+}}{\epsilon_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+}} = 0,763 \pm 0,003, \quad (24b)$$

где $\epsilon_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}$, $\epsilon_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+}$ и $\epsilon_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+}$ — значения средневзвешенных полных эффективностей по годам для распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. В результате представлена только статистическая погрешность.

4.4 Вычисление отношения парциальных ширин

Данные, указанные в таблице 45 (число событий в каждом канале) и в уравнении 24 (отношение полных эффективностей, изучаемых каналов), позволяют вычислить отношение парциальных ширин распадов:

$$\mathcal{R}_{J/\psi}^{\chi_{c2}} \equiv \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+)}. \quad (25)$$

Отношение парциальных ширин \mathcal{R}_Y^X для распада B_c^+ -мезона по каналам X и Y определяется по формуле:

$$\mathcal{R}_Y^X = \frac{N_X}{N_Y} \times \frac{1}{\varepsilon_Y^X} \times \frac{1}{\mathcal{B}_{\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma}}, \quad (26)$$

где N – число сигнальных событий распадов;

ε – полная эффективность канала;

$\mathcal{B}_{\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma}$ – значение отношения парциальных ширин распадов $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma$. Таким образом, отношения парциальных ширин распадов можно вычислить, используя отношения, приведенные в таблице 45 и уравнении 24:

$$\mathcal{R}_{J/\psi}^{\chi_{c2}} = 0,37 \pm 0,06,$$

в котором показана только статистическая погрешность. Подробное описание измерения систематических погрешностей описано в следующей секции.

4.5 Систематические неопределенности

Большинство вкладов в общую систематическую неопределенность при вычислении отношения парциальных ширин распадов со схожей кинематикой сокращается. В качестве примера сокращающейся систематики можно привести идентификацию мюонов или реконструкцию чармония. Учет несокращающихся источников описан ниже, а итоговые неопределенности показаны в таблице 61.

Одним из основных источников систематических неопределенностей является выбор функции аппроксимации. Вклад таких неопределенностей оценивается при помощи списка альтернативных функций, которые используются

в подгонке распределений инвариантной массы. Альтернативной функцией описания сигнала для распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ используются сумма функции Гаусса и распределения Стьюдента [94] и сумма функции Аполлониос [67] и функции Гаусса. В качестве альтернативных функций аппроксимации сигнального компонента для распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ используются две модели: сумма модифицированной функцией Гаусса с асимметричными уширяющими параметрами и распределения Стьюдента [94] и сумма модифицированной функцией Гаусса с асимметричными уширяющими параметрами и функции Аполлониос [67]. В качестве альтернативных фоновых компонентов используются положительные убывающие полиномиальные функции второго и третьего порядков для распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_c\pi^+$, а для нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ в качестве альтернативных фоновых компонентов применяются полином второго порядка и произведение экспоненциальной функции и полинома первого порядка. Для исследования систематической погрешности используется упрощенное математическое моделирование (псевдоэксперимент), которое содержит в себе в 100 раз больше событий, чем экспериментальные данные. Распределение инвариантной массы B_c^+ -мезона разыгрывается с использованием генератора случайных чисел, который воспроизводит основную модель подгонки. Полученное распределение аппроксимируется альтернативными функциями сигнальных событий в исследуемых каналах. Для ускорения этой процедуры и существенного сокращения времени анализа использовались особенности современного программирования, описанные в разделе 1.7. В таком случае за систематическую погрешность принимается максимальное отклонение отношения числа сигнальных событий в псевдоэкспериментах от значения из основной модели аппроксимации. В результате в изучаемых распадах B_c^+ -мезона максимальное отклонение для альтернативной сигнальной компоненты составляет 0,3%, для фоновой компоненты – 0,7%. Для каждой альтернативной модели значимость сигнала и значение верхнего предела для отношения $\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$ пересчитываются с использованием экспериментальных данных. Статистическая значимость для распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ с учетом систематических погрешностей составила 7,6, а значение верхнего предела составило $\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}} < 0,49$ на 90 % уровне достоверности.

Метод исключения множественных кандидатов при изучении распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_c\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ вносит вклад в систематическую неопределенность. Этот метод применяется в случае, когда два или более B_c^+ -кандидатов

происходят из одного pp столкновения. Для исследования систематической неопределенности используется упрощенное математическое моделирование (псевдоэксперимент). Процедура выбора B_c^+ -кандидата осуществляется случайным образом с помощью реализованного программного обеспечения, описанного в разделе 1.7. В качестве систематической неопределенности берется среднеквадратичное отклонение количества сигнальных событий. Таким образом, вклад в значение систематической неопределенности от процедуры исключения множественных кандидатов составляет 2,0%.

Еще одним вкладом в общую систематическую неопределенность является эффективность триггерной системы. Этот вклад оценивается с использованием статистически обеспеченного канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ с последующим распадом $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [68]. Канал имеет похожую кинематику и общие триггерные линии. Значение систематической неопределенности триггера составляет 1,1%.

Следующим источником систематической неопределенности является различие между экспериментальными данными и данными математического моделирования. Спектры поперечного импульса и быстроты B_c^+ -мезонов в данных математического моделирования подобраны так, чтобы соответствовать спектрам, наблюдаемым в статистически обеспеченном распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$. Конечный размер этой выборки данных является источником систематических погрешностей в полученных спектрах рождения B_c^+ -мезонов. Соответствующая систематическая погрешность коэффициентов эффективности оценивается с использованием изменения кинематических спектров B_c^+ -мезонов в пределах их неопределенностей и составляет 0,3% для отношения $\mathcal{R}_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$ и 0,1% для коэффициента эффективности $\varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$.

Вклад в систематическую неопределенность вносит эффективность восстановления треков заряженных частиц, значения которой различаются из-за разных кинематических распределений частиц. Эффективность треков, полученная по данным математического моделирования, корректируется с использованием калибровочных каналов [78]. Неопределенности, связанные с поправочными коэффициентами эффективности, которые влияют на отношения полных эффективностей с использованием псевдоэкспериментов, составляют менее 0,1%. Систематическая неопределенность эффективности восстановления фотонов между экспериментальными данными и данными математического моделирования изучается с использованием распада

Таблица 61 — Относительные систематические погрешности (%) измерений отношения парциальных ширин

Источник	$\mathcal{R}_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$	$\varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$
Модель аппроксимации:		
Сигнал	0,3	—
Фон	0,7	—
Триггер	1,1	1,1
Исключение множественных кандидатов	2,0	—
Реконструкция треков	< 0,1	< 0,1
Реконструкция фотонов	3,0	—
Идентификация пионов	0,5	0,6
Критерии отбора	2,1	—
Объем данных математического моделирования	0,3	0,4
Коррекция данных математического моделирования	0,3	0,1
Полная погрешность	4,4	1,3

$B^+ \rightarrow J/\psi (K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^0)$ [91, 93], так как он является статистически обеспеченным. Неопределенность, связанная с ограниченным размером данных математического моделирования, составляет менее 0,1%. Дополнительная погрешность, возникающая из-за неточности вычисления парциальной ширины распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ и $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ [5], составляет 3,0%. За систематическую неопределенность эффективности восстановления фотонов принимается квадратичная сумма этих двух неопределенностей.

Следующим источником систематических неопределенности является идентификация пионных треков. Моделирование идентификации пионов улучшается путем отбора соответствующих распределений в контрольных каналах $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \pi^+$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [95, 96]. Систематическая неопределенность, полученная через эту процедуру, возникает из формы ядра, используемой при оценке распределений плотности вероятности. Альтернативный отклик оценивается с использованием другого метода оценки ядра с измененной формой [97, 98]. Разница между двумя оценками коэффициентов эффективности рассматривается как систематическая неопределенность, связанная с идентификацией пионов, и составляет 0,5% и 0,6% для коэффициента $\mathcal{R}_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$ и коэффициента эффективности $\varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$, соответственно.

Систематическая неопределенность, связанная с неточностью данных математического моделирования при наложении на распределения величин критериев отбора сигнальных событий классификатором BDTG, вычисляется с использованием распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$, так как он является наиболее статистически обеспеченным каналом среди исследуемых распадов B_c^+ -мезона. Максимальная разница отношения эффективностей между экспериментальными данными и данными математического моделирования составляет не более 2,1%. Это значение берется в качестве систематической погрешности критериев отбора событий с помощью классификатора BDTG.

К систематическим неопределенностям относится и вклад размера самих данных математического моделирования. Относительная неопределенность в вычислении отношения полных эффективностей составляет 0,3% и 0,4% для отношения $\mathcal{R}_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$ и коэффициента эффективности $\varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$.

Полное значение относительной систематической неопределенности для изучаемых каналов распадов B_c^+ -мезона составляет 4,4% и 1,3% для коэффициента эффективности $\varepsilon_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$ и вычисляется, как корень квадратный из суммы квадратов каждого источника неопределенностей, указанных в таблице 61.

4.6 Результаты и выводы

С использованием данных, набранных установкой ЛНСб при энергиях протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 9 фб^{-1} , впервые обнаружен распад $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$ со значимостью 7,6 стандартных отклонений.

С использованием нормировочного канала $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ вычислено отношение парциальной ширины распадов B_c^+ -мезона:

$$\frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+}} = 0,37 \pm 0,06 \pm 0,02 \pm 0,01,$$

где первая погрешность является статистической, вторая – систематической, а третья – значение отношения парциальных ширин распадов $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ [5]. Полученное значение находится в согласии с теоретическими работами [101] и [102].

Вклад от распада $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ значительно подавлен, поэтому установлен верхний предел на отношение парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$, который составляет:

$$\frac{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+}}{\mathcal{B}_{B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+}} < 0,49$$

на 90% уровне достоверности. Сравнение значения верхнего предела с теоретическими работами представлено на рисунке 34. Измеренное значение верхнего предела находится в согласии с теоретическими предсказаниями.

В данной главе представлены результаты поиска распадов B_c^+ -мезона с P-волновым чармонием (χ_{c1} - или χ_{c2} -мезон) в конечном состоянии. Вычислены отношения парциальных ширин распадов.

C.-H. Chang *et al.* [99]

D. Ebert *et al.* [100]

E. Hernández *et al.* [101]

M. A. Ivanov *et al.* [102]

V. V. Kiselev *et al.* [103]

Z. Rui [104]

Z.-h. Wang *et al.* [105]

R. Zhu *et al.* [106]

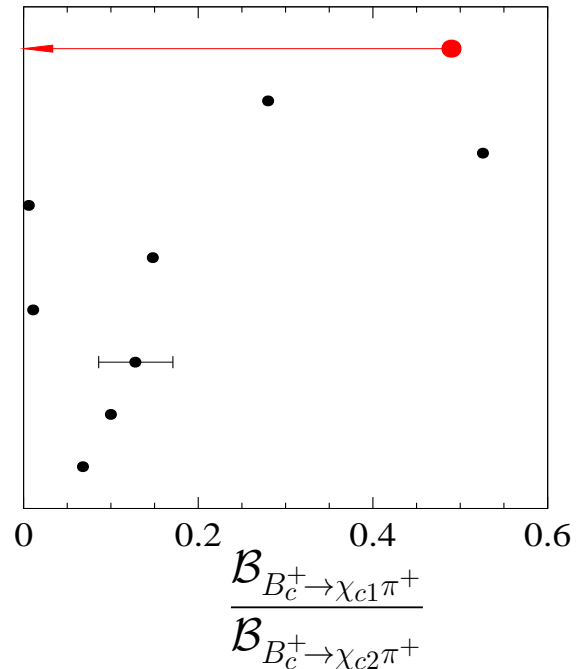


Рисунок 34 — Сравнение значения верхнего предела отношения парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ с теоретическими предсказаниями

Заклучение

Результаты, представленные в работе, получены с использованием данных, набранных спектрометром LHCb в протон-протонных столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ в периоды 2011 – 2018 гг. Получены следующие результаты:

– разработан метод отбора и реконструкции распадов B_c^+ -мезона с чармонием и тремя легкими адронами ($B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$) в условиях эксперимента LHCb;

– измерено шесть отношений парциальных ширин распадов B_c^+ -мезона: $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$;

– разработан метод отбора и реконструкции распадов B_c^+ -мезона с чармонием и многочастичными адронными состояниями ($B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$) в условиях эксперимента LHCb;

– измерено три отношения парциальных ширин распадов B_c^+ -мезона: $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$;

– разработан метод отбора и реконструкции распадов B_c^+ -мезона с P-волновым чармонием в конечном состоянии в условиях эксперимента LHCb;

– измерено отношение парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$;

- измерен верхний предел на отношение парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$;
- разработано программное обеспечение для ускорения анализа и параллелизации задач в эксперименте ЛНСб.

Благодарности

Хочу выразить искреннюю благодарность своим коллегам, друзьям и близким мне людям за безграничную поддержку и помощь в любых ситуациях.

Прежде всего, хочу выразить глубокую признательность моему научному руководителю, Перейме Дмитрию Юрьевичу, за всестороннюю поддержку, постоянное внимание к проведению исследовательской работы, а также за ценные советы и замечания в процессе обсуждения результатов.

Также хочу выразить благодарность Беляеву Ивану Михайловичу за ценные советы, обсуждения и терпеливые объяснения. Значимость его вклада в эту работу невозможно переоценить.

Большую благодарность хочется выразить моим коллегам из группы ККТЭФ Дмитрию Голубкову, Вячеславу Матюнину, Дарье Савриной, Татьяне Овсянниковой и Николаю Никитину за их поддержку, полезные обсуждения и создание дружелюбной атмосферы во время совместной работы.

И, конечно, моя бесконечная благодарность моим родителям и родственникам за их непрерывную веру в мой успех, понимание и бесконечную заботу.

Список рисунков

1	Схематическое изображение ускорительного комплекса БАК	16
2	Схематическое изображение детектора LHCb	18
3	Классификация треков в установке LHCb	20
4	Схематический вид сечения вершинного детектора и положение полудисков при стабильном и нестабильном пучке	21
5	Схематический вид трековых станций эксперимента LHCb (а). Сечение модуля внешней части IT-трекера (б).	22
6	Внешний вид детекторов колец черенковского излучения RICH1 (а) и RICH2 (б)	25
7	Схема калориметрической системы	27
8	Схематический вид ячейки детекторов SPD и PS (а) и внутреннего модуля калориметра ECAL (б)	28
9	Схематический вид адронного калориметра	29
10	Внешний вид мюонной системы	32
11	Принципиальная схема работы уровней триггерной системы 2011 – 2012 гг. (а) и 2015 – 2018 гг. (б)	33
12	Иллюстрация потоков обработки данных	37
13	Набор инструментов для распараллеливания пользовательских задач	40
14	Визуализация дерева решений классификатора BDTG (а). Входные данные классификатора BDTG, участвующие в процессе обучения (б).	43
15	Распределения по массе B_c^+ мезона до (а) и после устранения повторяющихся событий с сохранением только первого (б), последнего (в) и случайного множественного кандидата (г)	46
16	Диаграммы Фейнмана распадов B_c^+ -мезонов: (а) c -кварк спектатор ($B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$), (б) b -кварк спектатор ($B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+$) и (в) аннигиляция ($B_c^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$)	49
17	Распределение инвариантной массы $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ кандидатов	56
18	Распределения инвариантной массы $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ (а) и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (б) комбинаций в области $\psi(2S)$ -состояния в распаде $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$ (двумерная подгонка)	59

- 19 Количество сигнальных событий, полученное из псевдоэкспериментов (а). График разностей логарифма функции правдоподобия $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ распада из основного фита (б) 60
- 20 Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-\pi^+$ (а) и $\pi^+\pi^-$ (б) комбинаций из распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ 61
- 21 Распределение инвариантной массы $K^-\pi^+$ (а) и K^+K^- (б) комбинаций из распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$ 63
- 22 Распределение инвариантной массы $K^+\pi^-$ (а) и K^+K^- (б) комбинаций из распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$. 63
- 23 Спектры минимальных и максимальных значений массовых комбинаций K^+K^- и $\pi^+\pi^-$ систем в распадах $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$ (а, б), $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+$ (в, г) и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$ (д, е). Красным цветом обозначаются экспериментальные данные, синим – данные математического моделирования, зеленым – данные математического моделирования с учетом коррекции 66
- 24 Спектры массовых комбинаций K^+K^- (а, в) и $K^-\pi^+$ (б, г) в распадах систем $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$. В распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$ исследуются массовые комбинации $\pi^+\pi^-$ и $K^-\pi^+$ (д, е). Красным цветом обозначаются экспериментальные данные, синим – данные математического моделирования, зеленым – данные математического моделирования с примененными к ним весам 67
- 25 Распределение инвариантной массы $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ (а), $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (б), $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+3\pi^-$ (в) кандидатов 88
- 26 Распределения инвариантной массы $J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ (а) и $J/\psi \pi^+\pi^-$ (б) комбинаций в области $\psi(2S)$ -состояния в распаде $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ 90
- 27 Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-\pi^+$ комбинаций для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ (а) и $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ (б) 91
- 28 Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ комбинаций для распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi 3\pi^+2\pi^-$ (а) и $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ (б) 92

- 29 Распределение инвариантной массы $K^\pm\pi^\mp$ (а) и K^+K^- (б) комбинаций из распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ 93
- 30 Вид оптимизационной кривой BDTG классификатора для распада $B_c^+ \rightarrow \chi_c\pi^+$ (а) и $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ (б). Красной линией показана оптимизационная кривая, синей линией – эффективность классификатора BDTG. Вертикальная сплошная линия иллюстрирует оптимальную рабочую точку. 110
- 31 Проекция распределений инвариантной массы $B_c^+ \rightarrow \chi_c\pi^+$ (а) и $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ (б) кандидатов 113
- 32 Проекция распределений по массе $J/\psi\gamma$ комбинаций для распадов $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ (а) и $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma$ (б). Синяя вертикальная линия показывает известное среднее положение пика χ_{c2} -состояния (слева) и χ_{c1} -состояния (справа). 114
- 33 Распределение кинематических параметров B_c^+ -мезона в нормировочном канале $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$. Представлены распределения по переменным $p_T(B_c^+)$ (а, в) и $y(B_c^+)$ (б, г) на данных сеансов RunI (сверху) и RunII (снизу). 116
- 34 Сравнение значения верхнего предела отношения парциальных ширин распадов $B_c^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow \chi_{c2}\pi^+$ с теоретическими предсказаниями 129

Список таблиц

1	Основные параметры калориметрической системы	30
2	Пороговые значения, используемые на уровне L0	34
3	Эффективность выполнения задач с использованием методов распараллеливания	41
4	Сравнение показателей после применения различных опций алгоритма устранения эффекта многократного счета	47
5	Список общих ограничений изучаемых распадов	53
6	Список индивидуальных ограничений изучаемых распадов	54
7	Ограничения по массовым комбинациям для исключения из анализа вкладов промежуточных частиц	54
8	Число событий и значимость сигнала в исследуемых каналах (m – масса)	58
9	Показатели значимости сигнала изучаемых распадов B_c^+ -мезона	60
10	Параметры сигналов резонансных структур распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, полученных из аппроксимации инвариантной массы $\pi^+ \pi^-$ комбинации, где f – доля исследуемой структуры в распаде $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, m – масса, Γ – ширина исследуемой структуры	62
11	Эффективности генератора и геометрического акцептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	68
12	Эффективности генератора и геометрического акцептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	68
13	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	69
14	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	70
15	Эффективности идентификации адронов ($\epsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	71

16	Эффективности идентификации адронов ($\epsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	71
17	Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	72
18	Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	73
19	Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	73
20	Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2016–2018 гг. Средневзвешенные значения по всем годам приведены в последней колонке. Показаны только статистические погрешности	74
21	Отношение полных эффективностей изучаемых распадов B_c^+ -мезона. Показаны только статистические погрешности	74
22	Отношение полных эффективностей изучаемых распадов B_c^+ -мезона. Показаны только статистические погрешности	75
23	Систематические неопределенности измерения отношений исследуемых парциальных ширин	78
24	Сравнение отношений парциальных ширин \mathcal{R}_Y^X с теоретическими предсказаниями	81
25	Сравнение отношения парциальных ширин для изучаемых распадов B_c^+ -мезона с аналогичными исследованиями распадов B_c^{+-} , B^{+-} , B^0 - и B_s^0 -мезонов в других экспериментах [5, 72–75]	81
26	Общие критерии отбора исследуемых распадов B_c^+ -мезона	86
27	Список индивидуальных ограничений изучаемых распадов B_c^+ -мезона	86
28	Список различающихся переменных между распадами $B_c^\pm \rightarrow J/\psi 5h^\pm$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi 4\pi^+ 3\pi^-$	87
29	Ограничения по массовым комбинациям для исключения из анализа вкладов промежуточных частиц	87
30	Параметры сигналов распадов B_c^+ -мезона, где m – масса	89
31	Эффективности генератора и геометрического акцептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	94

32	Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	94
33	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	95
34	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	95
35	Эффективности идентификации адронов ($\epsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	96
36	Эффективности идентификации адронов ($\epsilon^{hID\&tr}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	97
37	Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	97
38	Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	98
39	Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	98
40	Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2016–2018 гг. и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности	99
41	Отношение полных эффективностей изучаемых распадов B_c^+ -мезона. Показаны только статистические погрешности	99
42	Относительные систематические погрешности (%) измерений отношения парциальных ширин	102
43	Критерии предварительного отбора исследуемых распадов B_c^+ -мезона	108
44	Список дискриминирующих переменных используемых в многомерном классификаторе BDTG	109
45	Параметры сигналов распадов B_c^+ -мезона, где m – масса, $\mathcal{R}_{\chi_{c2}}^{\chi_{c1}}$ – отношение парциальных ширин	113
46	Параметры резонансных компонент χ_{c1} - и χ_{c2} -состояний, где m – масса	115
47	Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	117

48	Эффективности генератора и геометрического акцептанса детектора ($\epsilon^{gen&acc}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	117
49	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec&sel}$, %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	118
50	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec&sel}$, %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	118
51	Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	119
52	Эффективности триггерной системы (ϵ^{trig} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	119
53	Эффективности классификатора BDTG (ϵ^{BDTG} , %) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	120
54	Эффективности классификатора BDTG (ϵ^{BDTG} , %) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	120
55	Поправки к эффективности восстановления треков ($f^{tr} \times 10^{-2}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	121
56	Поправки к эффективности восстановления треков ($f^{tr} \times 10^{-2}$) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	121
57	Поправки к эффективности восстановления фотонов ($f^{\gamma} \times 10^{-2}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	122
58	Поправки к эффективности восстановления фотонов ($f^{\gamma} \times 10^{-2}$) для данных 2016–2018 гг. Показаны только статистические погрешности	122
59	Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2011–2015 гг. Показаны только статистические погрешности	123
60	Значения полных эффективностей ($\epsilon^{tot} \times 10^{-4}$) для данных 2016–2018 гг. и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности	123
61	Относительные систематические погрешности (%) измерений отношения парциальных ширин	127

Список литературы

- [1] ATLAS collaboration G. Aad *et al.* Phys. Lett. **B716** (2012) 1.
- [2] CMS collaboration S. Chatrchyan *et al.* Phys. Lett. **B716** (2012) 30.
- [3] CDF Collaboration F. Abe *et al.* Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2432.
- [4] CDF Collaboration F. Abe *et al.* Phys. Rev. D **58** (1998) 112004.
- [5] Particle Data Group P. A. Zyla *et al.* Prog. Theor. Exp. Phys. **6** (2020) 083C01.
- [6] А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма, Искусственный интеллект в автоматизированных системах управления и обработки данных **1** (2022) 192.
- [7] L. Evans, P. Bryant JINST **3** (2008) S08001.
- [8] ATLAS collaboration G. Aad *et al.* JINST **3** (2008) S08003.
- [9] CMS collaboration S. Chatrchyan *et al.* JINST **3** (2008) S08004.
- [10] ALICE collaboration K. Aamodt *et al.* JINST **3** (2008) S08002.
- [11] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Int. J. Mod. Phys. **A30** (2015) 1530022.
- [12] LHCb collaboration A. A. Alves Jr. *et al.* JINST **3** (2008) S08005.
- [13] LHCb collaboration S. Amato *et al.* CERN-LHCC-2000-037.
- [14] LHCb collaboration S. Amato *et al.* CERN-LHCC-2000-036.
- [15] LHCb collaboration P. R. Barbosa Marinho *et al.* CERN-LHCC-2001-010.
- [16] R. Aaij *et al.* JINST **8** (2013) P04022.
- [17] LHCb collaboration S. Amato *et al.* CERN-LHCC-2000-007.
- [18] R. Aaij *et al.* JINST **9** (2014) P09007.
- [19] A. Powell *et al.* PoS **ICHEP2010** (2010) 020.
- [20] D. Yu. Pereima *et al.* Bull. Lebedev Phys. Inst. **43** (2016) 295.

- [21] Yu. Guz *J. Phys. Conf. Ser.* **160** (2009) 012054.
- [22] Д. Ю. Перейма и др. *Ядерная физика и инжиниринг* **8** (2017) 249.
- [23] M. Clemencic *et al.* *J. Phys. Conf. Ser.* **219** (2010) 042006.
- [24] M. Clemencic *et al.* *J. Phys. Conf. Ser.* **331** (2011) 032023.
- [25] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852.
- [26] D. J. Lange *Nucl. Instrum. Meth.* **A462** (2001) 152.
- [27] GEANT4 collaboration S. Agostinelli *et al.* *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250.
- [28] GEANT4 collaboration J. Allison *et al.* *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** (2006) 270.
- [29] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* The BOOLE project web page.
- [30] LHCb collaboration CERN-LHCC-2014-016.
- [31] G. Corti *et al.* *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** (2006) 1323.
- [32] R. Brun, F. Rademakers *Nucl. Instrum. Meth.* **389** (1997) 81 .
- [33] The Pathos project web page.
- [34] A. Hoecker *et al.* [arXiv:physics/0703039](https://arxiv.org/abs/physics/0703039).
- [35] А. В. Егорычев и др. *Программные продукты и системы* **34** (2021) 189.
- [36] А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма, *Вестник Южно-Уральского государственного университета* **16** (2023) 108.
- [37] The NumPy project web page.
- [38] R. Barate *et al.* *Physics Letters B* **402** 1 (1997) 213.
- [39] P. Abreu *et al.* *Physics Letters B* **398** 1 (1997) 207.
- [40] K. Ackerstaff *et al.* *Physics Letters B* **B420** 1 (1998) 157.
- [41] R. Barate *et al.* *Eur. Phys. J.* **C4** (1998) 387.
- [42] CDF Collaboration F. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 2432.

- [43] CDF Collaboration F. Abe *et al.* Phys. Rev. D **58** (1998) 112004.
- [44] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **07** (2020) 123.
- [45] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D100** (2019) 112006.
- [46] CMS Collaboration A. Sirunyan *et al.* Eur. Phys. J. **C78** (2018) 457.
- [47] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B742** (2015) 29.
- [48] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel Nucl. Phys. **C34** (1987) 103.
- [49] V. Kiselev, A. Kovalsky, A. Likhoded Nucl. Phys. **B585** (2000) 353.
- [50] A. Likhoded, A. Luchinsky Phys. Rev. Lett. **D81** (2010) 014015.
- [51] A. Likhoded, A. Luchinsky Phys. Atom. Nucl **76** (2013) 787.
- [52] А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма, Краткие сообщения по физике ФИАН **50** (2023) 14.
- [53] A. Likhoded, A. Luchinsky Phys. Rev. D **82** (2010) 014012.
- [54] W. D. Hulsbergen Nucl. Instrum. Meth. **A552** (2005) 566.
- [55] A. Luchinsky High Energy Phys. **1** (2013) 1.
- [56] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **08** (2020) 123.
- [57] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **02** (2021) 024.
- [58] T. Skwarnicki *A study of the radiative cascade transitions between the upsilon-prime and upsilon resonances.* PhD thesis Institute of Nuclear Physics, Krakow 1986 DESY-F31-86-02.
- [59] E. Byckling, K. Kajantie *Particle kinematics.* John Wiley & Sons Inc., New York 1973.
- [60] M. Pivk, F. R. Le Diberder Nucl. Instrum. Meth. **A555** (2005) 356.
- [61] CLEO collaboration D. M. Asner *et al.* Phys. Rev. **D61** (1999) 012002.
- [62] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf. Springer New York (1952). doi: 10.1007/978-1-4612-9959-2.

- [63] S. S. Wilks *Ann. Math. Stat.* **9** (1938) 60.
- [64] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *JHEP* **11** (2013) 094.
- [65] A. Grecu Twiki page.
- [66] C. Jones Talk at the PID meeting.
- [67] D. Martínez Santos, F. Dupertuis *Nucl. Instrum. Meth.* **A764** (2014) 150.
- [68] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Eur. Phys. J.* **C72** (2012) 2118.
- [69] G. J. Gounaris, J. J. Sakurai *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 244.
- [70] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 251802.
- [71] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Phys. Rev.* **D92** (2015) 057007.
- [72] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *JHEP* **09** (2016) 153.
- [73] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 161801.
- [74] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Phys. Rev.* **D87** (2013) 092001.
- [75] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Phys. Rev.* **D86** (2012) 112005.
- [76] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *JHEP* **05** (2014) 148.
- [77] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Phys. Lett.* **B693** (2010) 69.
- [78] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *JINST* **10** (2015) P02007.
- [79] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *JHEP* **03** (2016) 159.
- [80] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel *Z. Phys.* **C34** (1987) 103.
- [81] Z. Rui *Phys. Rev. D* **97** 3 (2018) 033001.
- [82] M. Beneke, L. Vernazza *Nucl. Phys.* **B811** (2009) 155.
- [83] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 062001.
- [84] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* *JHEP* **05** (2021) 095.
- [85] G. Punzi eConf **C030908** (2003) MODT002.

- [86] BaBar collaboration J. P. Lees *et al.* Phys. Rev. **D84** (2011) 112007 [Erratum *ibid.* **87** (2013) 039901].
- [87] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* LHCb-PAPER-2023-046 in preparation.
- [88] J. van Tilburg LHCb tracking twiki page 2012.
- [89] J. van Tilburg LHCb tracking twiki page 2015.
- [90] J. van Tilburg LHCb tracking twiki page 2016.
- [91] E. Govorkova Phys. Atom. Nucl. **79** 11-12 (2016) 1474.
- [92] E. Govorkova, V. Egorychev, D. Savrina, I. Belyaev LHCb-INT-2014-045.
- [93] I. Belyaev, E. Govorkova, V. Egorychev, D. Savrina Moscow Univ. Phys. Bull. **70** 6 (2015) 497.
- [94] S. Jackman *Bayesian analysis for the social sciences*. John Wiley & Sons Inc., New Jersey, Hoboken 2009.
- [95] M. Adinolfi *et al.* Eur. Phys. J. **C73** (2013) 2431.
- [96] R. Aaij *et al.* EPJ Tech. Instrum. **6** (2019) 1.
- [97] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D102** (2020) 112003.
- [98] A. Poluektov JINST **10** 02 (2015) P02011.
- [99] C.-H. Chang, Y.-Q. Chen, G.-L. Wang, H.-S. Zong Phys. Rev. **D65** (2001) 014017.
- [100] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin Phys. Rev. **D82** (2010) 034019.
- [101] E. Hernández, J. Nieves, J. M. Verde-Velasco Phys. Rev. **D74** (2006) 074008.
- [102] M. A. Ivanov, J. G. Körner, P. Santorelli Phys. Rev. **D73** (2006) 054024.
- [103] V. V. Kiselev, O. N. Pakhomova, V. A. Saleev J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** 4 (2002) 595.
- [104] Z. Rui Phys. Rev. **D97** (2018) 033001.

- [105] Z.-h. Wang, G.-L. Wang, C.-H. Chang J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39** 1 (2011) 015009.
- [106] R. Zhu Nucl. Phys. **B931** (2018) 359.