

NATIONAL RESEARCH CENTER
«KURCHATOV INSTITUTE»
«Institute for Theoretical and Experimental Physics»

Viacheslav Matiunin

Search for the Cabibbo-suppressed decays of Λ_b^0 baryon at the LHCb
experiment

Speciality 01.04.23 — «high energy physics»

PhD thesis

Scientific advisor:
Dr. V. Egorychev



Abstract

The searches for the Cabibbo-suppressed decays $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ are presented in this thesis. Using the data sample of proton-proton collisions, corresponding to an integrated luminosity of 4.9 fb^{-1} , collected with the LHCb detector, the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ is observed for the first time. Branching fraction of this decay relative to that of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ is measured. In both decay modes $\psi(2S)$ mesons are reconstructed using the $\mu^+\mu^-$ final state. The decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ is observed for the first time using the data sample of proton-proton collisions, corresponding to an integrated luminosity of 6 fb^{-1} , collected with the LHCb detector. Branching fraction of this decay relative to that of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$ is measured. First evidence of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$ is found and branching fraction of this decay relative to that of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ is measured. Also, branching fraction ratio of the decays $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}pK^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$ is measured with better precision in comparison with previous measurement. Both χ_{c1} and χ_{c2} mesons are reconstructed via the radiative decays $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi\gamma$, where J/ψ mesons are reconstructed using the $\mu^+\mu^-$ final state.

Оглавление

Введение	5
1 Эксперимент LHCb на Большом адронном коллайдере	14
1.1 Большой адронный коллайдер	14
1.2 Спектрометр LHCb	16
1.3 Трековая система	18
1.3.1 Вершинный детектор	19
1.3.2 Дипольный магнит	20
1.3.3 Трековые станции	21
1.4 Детекторы колец черенковского излучения	23
1.5 Калориметрическая система	25
1.5.1 Сцинтилляционно-падовый и предливневый детекторы	26
1.5.2 Электромагнитный калориметр	27
1.5.3 Адронный калориметр	28
1.6 Мюонная система	29
1.7 Триггерная система	30
1.8 Условия обработки и хранения данных	32
1.9 Математическое моделирование данных	34
1.10 Физическая программа эксперимента LHCb	34
2 Изучение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	37
2.1 Отбор сигнальных событий	39
2.2 Модель аппроксимации	43
2.3 Определение числа сигнальных событий	43
2.4 Изучение резонансной структуры в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	45
2.5 Оценка эффективностей восстановления распадов	46
2.5.1 Коррекция математического моделирования	46
2.5.2 Эффективность геометрического аксептанса детектора	49
2.5.3 Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий	49
2.5.4 Эффективность триггерной системы	50
2.5.5 Эффективность идентификации адронов	51

2.5.6	Поправки к эффективности восстановления треков	53
2.5.7	Отношение эффективностей	54
2.6	Систематические погрешности	55
2.7	Измерение отношения парциальных ширин	57
3	Изучение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	60
3.1	Отбор сигнальных событий	62
3.2	Модель аппроксимации	69
3.3	Определение числа сигнальных событий	71
3.4	Изучение резонансной структуры в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	73
3.5	Оценка эффективностей восстановления распадов	74
3.5.1	Коррекция математического моделирования	75
3.5.2	Эффективность геометрического аксептанса детектора	77
3.5.3	Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий	78
3.5.4	Эффективность триггерной системы	79
3.5.5	Поправки к эффективности восстановления треков	80
3.5.6	Отношение эффективностей	81
3.6	Систематические погрешности	82
3.7	Измерение отношения парциальных ширин	86
	Заключение	89
	Благодарности	90
	Список рисунков	91
	Список таблиц	94
	Список литературы	96

Введение

Стандартная модель (СМ) — это фундаментальная теория, в рамках которой удалось объединить три типа фундаментальных сил: электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия (не включая гравитационное), а также классифицировать все известные элементарные частицы [1]. Теория была разработана во второй половине двадцатого века, а нынешняя формулировка была завершена в середине 1970-х годов после экспериментального подтверждения существования кварков. К успехам СМ можно отнести подтверждение существования t -кварка [2, 3], экспериментальное обнаружение τ -нейтрино [4] и открытие бозона Хиггса [5, 6]. Кроме того, СМ позволяет предсказать с большой точностью ряд измеряемых физических параметров, включая свойства нейтральных токов и параметры $W^\pm$ и Z^0 бозонов. Несмотря на несомненный успех теории, существует ряд вопросов, на которые нет ответа в рамках СМ: столь сильное различие масс фермионов, число поколений частиц материи, значительное отличие энергетических масштабов различных фундаментальных взаимодействий и др. Кроме того, есть ряд экспериментальных сведений, указывающих на существование физики за пределами СМ. Например, открытие осцилляций нейтрино, асимметрия материи и антиматерии во Вселенной, а также полученные из космологических наблюдений проблемы темной материи и темной энергии. Для разрешения некоторых проблем СМ были предложены различные расширения СМ, к примеру, теории Великого объединения, суперсимметричные расширения СМ, а также новые, более общие теории, такие как теория струн, М-теория и др. В рамках таких теорий предсказывается существование новых массивных частиц, которые могут быть обнаружены в экспериментах на Большом адронном коллайдере в протон-протонных столкновениях при больших энергиях. Поиск новых частиц ведется как прямым, так и косвенным образом. Для этого проводятся прецизионные измерения различных параметров СМ, отклонение которых от теоретических предсказаний будет свидетельствовать о существовании новых частиц. Однако, несмотря на широкий спектр проведенных на данный момент исследований, не было получено достоверных результатов, подтверждающих или исключающих ту или иную теорию за рамками СМ. Поэтому поиск явлений, не поддающихся объяснению

в СМ, является важнейшей задачей современной физики высоких энергий. Одним из передовых методов поиска физики за пределами СМ является изучение распадов адронов, содержащих b -кварк. Исследования в данном направлении проводятся в экспериментах на Большом адронном коллайдере, а также в ряде экспериментов, таких как Belle II и BESIII, которые работают на электрон-позитронных коллайдерах.

Актуальность темы диссертации

Распады прелестных барионов изучаются как для понимания динамики процессов с участием тяжелых кварков, так и для поиска физики за пределами СМ. Уточнение параметров прелестных барионов, таких как собственное время жизни, масса и парциальные ширины распадов, способствует проверке эффективной теории тяжелых кварков [7]. Прелестный Λ_b^0 барион представляет собой основное состояние тяжелого b -кварка и двух легких u - и d -кварков. Первое свидетельство существования Λ_b^0 бариона было получено около тридцати лет назад, однако до сих пор известна лишь небольшая часть, около 20%, его распадов. Поэтому поиск новых распадов Λ_b^0 бариона остается важной задачей современной физики высоких энергий. Рекордно высокая энергия протон-протонных столкновений на Большом адронном коллайдере обуславливает высокое сечение рождения широкого спектра прелестных адронов, включая тяжелые Λ_b^0 барионы. Детекторный комплекс ЛНСб на Большом адронном коллайдере является передним спектрометром, конструкция которого была разработана специально для исследования прелестных частиц. Детектор ЛНСб имеет превосходные характеристики триггерной и трековой систем, а также системы идентификации адронов, что обуславливает отличное разрешение по массе и высокую эффективность отбора событий с распадами частиц, содержащих b -кварки. За время работы эксперимента ЛНСб было опубликовано более двадцати работ с результатами исследований прелестных барионов. К примеру, в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ впервые было получено наблюдение экзотических резонансных состояний в системе $J/\psi p$, соответствующих модели пентакварков [8–11]. Кроме того, с помощью распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ было измерено собственное время жизни Λ_b^0 бариона с наилучшей мировой точностью [12]. С использованием Кабиббо-подавленного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$

удалось получить свидетельство существования подобных резонансных структур в системе $J/\psi p$, а также свидетельство наличия вклада от тетракваркового резонанса в системе $J/\psi \pi^-$ [13]. С использованием распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ была измерена масса Λ_b^0 бариона с наилучшей мировой точностью [14]. При исследовании распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ была впервые измерена ширина экзотического состояния $\chi_{c1}(3872)$ [15]. Таким образом, поиск и исследование распадов Λ_b^0 барионов в эксперименте LHCb является не только интересной, но и перспективной задачей.

Цели и задачи исследования

К задачам исследования относится разработка методов обработки физических данных, набранных экспериментом LHCb в период с 2011 по 2018 гг. Работа включает в себя два связанных между собой анализа экспериментальных данных по поиску и изучению новых распадов Λ_b^0 барионов в конечные состояния, содержащие чармоний. В работе использовались данные, набранные детектором LHCb в протон-протонных столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующие интегральной светимости 1, 2 и 6 фб⁻¹, соответственно.

В диссертационной работе представлена процедура поиска нового распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и измерение его парциальной ширины относительно нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Второй анализ посвящен поиску новых распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$ и измерению отношения парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ к ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$. Кроме того, описана процедура измерения двух отношений парциальных ширин: между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$, а также между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$. В ходе исследования было проверено наличие вклада от промежуточных резонансных состояний в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$.

Научная новизна:

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

- впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$, и измерено отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ к ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$;
- получено первое свидетельство существования распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$, и измерено отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$ к ширине распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$;
- измерено отношение парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ с точностью, превышающей точность предыдущего измерения.

Практическая полезность

Представленная диссертационная работа выполнена в рамках участия ФГБУ «Институт теоретической и экспериментальной физики имени А. И. Алиханова НИЦ «Курчатовский институт» в международном содружестве ЛНСб. Тематика работы соответствует физической программе эксперимента ЛНСб, а именно исследованию распадов прелестных барионов в конечные состояния, содержащие чармоний. Разработанная в ходе анализа распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow X_{c\bar{c}} p \pi^-$ ($X_{c\bar{c}} = \psi(2S), \chi_{c1}, \chi_{c2}$) методика реконструкции и отбора кандидатов важна для дальнейшего поиска и измерения характеристик Кабиббо-подавленных распадов частиц, содержащих прелестный кварк. Измерение парциальных ширин таких распадов важно для проверки предсказаний как эффективной теории тяжелых кварков, так и в целом квантовой хромодинамики. Кроме того, распады прелестных частиц с чармонием в конечном состоянии представляют интерес с точки зрения поиска физики за пределами СМ. Результаты работы по измерению отношения парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ приведены в таблице свойств элементарных частиц.

Основные положения, выносимые на защиту:

- разработан метод восстановления и отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ с использованием распада $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$;
- измерено отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ к парциальной ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$;
- разработан метод восстановления и отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}pK^-$ с использованием распадов $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$;
- измерено отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ к парциальной ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$;
- измерено отношение парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$;
- измерено отношение парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$.

Достоверность результатов и выводов

Достоверность результатов, полученных в работе, определяется стабильностью работы всех подсистем детекторного комплекса ЛНСб в период набора данных, использованием в анализе стандартных программных пакетов, а также программных пакетов, разработанных специально для обработки физических данных эксперимента ЛНСб, в том числе современного программного обеспечения для математического моделирования физических процессов методом Монте-Карло. Полученные результаты находятся в согласии с аналогичными измерениями в других экспериментах. Кроме того, достоверность полученных в диссертации результатов и выводов обусловлена многочисленными проверками с использованием компьютерного моделирования физических процессов и экспериментальной установки, а также

дополнительными независимыми исследованиями внутри содружества LHCb и сравнением с теоретическими предсказаниями СМ.

Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в работе, опубликованы в статьях, которые удовлетворяют требованиям ВАК:

1. R. Aaij, ... , V. Matiunin *et al.*, Observation of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$, JHEP **05** (2021) 095;
2. R. Aaij, ... , V. Matiunin *et al.*, Observation of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$, JHEP **08** (2018) 131;
3. V.I. Matiunin, B baryon decays at LHCb, Phys. Part. Nuclei Lett. **16** (2019) 475–480;
4. В.И. Матюнин и др., Поиск новых распадов прелестных барионов в эксперименте LHCb, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **2** (2019) 3.
Данные материалы регулярно обсуждались на рабочих совещаниях международного содружества LHCb, представлялись на различных конференциях и семинарах:

1. Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste (LaThuile'2021), (г. Ла-Туиль, Италия, 9 - 11 марта 2021 г.);
2. 40th International Conference on High Energy Physics (ICHEP'2020), (г. Прага, Чехия, 28 июля - 6 августа 2020 г.);
3. The XXIV International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP'19), (г. Сочи, 22 - 29 сентября 2019 г.);
4. International Workshop on e^-e^+ collisions from Phi to Psi (PhiPsi'19), (г. Новосибирск, 25 февраля - 1 марта 2019 г.);

5. Hadron Structure and QCD (HSQCD'18), (г. Гатчина, 6 - 10 августа 2018 г.);
6. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике ИТЭФ, (г. Москва, 16 - 19 ноября 2020 г.);
7. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике ИТЭФ, (г. Москва, 26 - 29 ноября 2018 г.);
8. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2018», (г. Москва, 9 - 13 апреля 2018 г.).

Результаты работы неоднократно представлялись сотрудниками содружества ЛНСб на международных конференциях. Исследования отмечены следующими наградами:

- премия имени И.В. Курчатова НИЦ «Курчатовский институт» за лучшую работу среди молодых научных сотрудников и инженеров-исследователей (г. Москва, 30 ноября 2018 г.);
- диплом по итогам конкурса научно-исследовательских работ НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ (г. Москва, 19 марта 2021).

Работа выполнена в рамках гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 20-32-90166 (Аспиранты).

Личный вклад диссертанта

Автор принимал активное участие в анализе данных эксперимента ЛНСб. В частности, диссертантом был проведен анализ по поиску новых распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$. Автор выполнил все ключевые части физического анализа: разработка метода восстановления исследуемых распадов, подготовка данных математического моделирования методом Монте-Карло, поиск оптимальных критериев отбора событий, аппроксимация распределений массы отобранных кандидатов, исследование наличия вкладов от промежуточных резонансных состояний, вычисление эффективностей отбора с

использованием скорректированных данных математического моделирования, вычисление отношения парциальных ширин с использованием нормировочных каналов и оценка систематических неопределенностей. Кроме того, автор участвовал в сменных дежурствах по обеспечению функционирования детектора LHCb и набора физических данных.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 102 страницы, включая 26 рисунков и 19 таблиц. Список литературы содержит 130 наименований.

Текст диссертации организован следующим образом:

- **во введении** приведено обоснование актуальности темы диссертации, сформулированы цели и задачи исследований, показана новизна и практическая значимость работы, приведено краткое описание содержания диссертации;
- **в первой главе** представлено краткое описание Большого адронного коллайдера и детекторного комплекса LHCb, перечислены ключевые системы детектора, описано их устройство и характеристики, перечислено программное обеспечение, использованное для математического моделирования экспериментальных данных, а также представлены условия обработки и хранения данных;
- **во второй главе** представлены исследования по поиску нового Кабиббо-подавленного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$, описаны методы обнаружения распада, показаны наблюдаемые сигналы. В главе приведены вычисления отношения парциальной ширины изучаемого распада относительно нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Полученные результаты сравниваются с предыдущими измерениями аналогичных отношений парциальных ширин для распадов прелестных адронов;
- **в третьей главе** представлены исследования по поиску новых Кабиббо-подавленных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$, описаны методы обнаружения распадов, показаны наблюдаемые сигналы. В

главе приведены вычисления отношения парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ относительно нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$. Кроме того, приведены вычисления двух отношений парциальных ширин: между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$, а также между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$. Полученные результаты сравниваются с предыдущими измерениями аналогичных отношений парциальных ширин для распадов прелестных адронов;

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

1 Эксперимент LHCb на Большом адронном коллайдере

В главе представлено общее описание спектрометра LHCb на Большом адронном коллайдере.

1.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК) [16], расположенный в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) на границе Швейцарии и Франции, в настоящее время является крупнейшим в мире кольцевым ускорителем заряженных частиц. Ускоритель находится в туннеле, который прежде занимал Большой электрон-позитронный коллайдер [17]. Туннель с длиной окружности 26,7 км находится на глубине 100 м под землей, он пересекает франко-швейцарскую границу недалеко от г. Женева (Швейцария). Ускоритель спроектирован для столкновения протонов с максимальной энергией в центре масс $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и максимальной светимостью $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. До сих пор проектная энергия столкновений в системе центра масс не была достигнута из-за ограничений в системе охлаждения [18]. В период набора данных с 2010 по 2011 год энергия протон-протонных (pp) столкновений в системе центра масс составляла 7 ТэВ, в 2012 году энергия была постепенно увеличена до 8 ТэВ. После остановки ускорителя БАК для проведения работ по модернизации и обслуживанию ускорительного комплекса и расположенных на нем детекторов, энергия pp столкновений была увеличена до 13 ТэВ на время набора данных с 2015 по 2018 год.

Протоны, используемые в столкновениях, получают в результате ионизации атомов водорода. Далее протоны ускоряются последовательно различными ускорителями, представленными на рисунке 1. Вначале протоны вводятся в линейный ускоритель LINAC2, который разгоняет протоны до энергии 50 МэВ, после чего сгустки протонов попадают в синхротронный ускоритель BOOSTER. На этом этапе энергия протонов увеличивается до 1,4 ГэВ, после чего частицы направляются в протонный синхротрон PS, где они достигают энергии 26 ГэВ. На следующем этапе пучки протонов вводятся в суперпротонный синхротрон

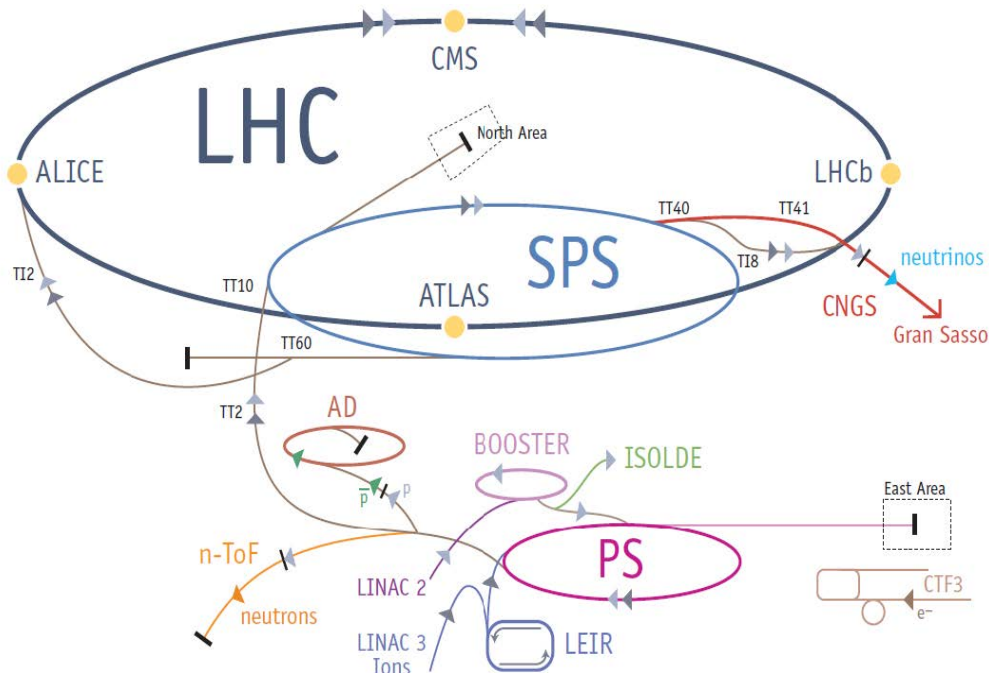


Рисунок 1 — Схема ускорительного комплекса ЦЕРН

SPS, где они ускоряются до энергии 450 ГэВ, после чего инжектируются в накопительное кольцо БАК.

Пучки протонов в БАК движутся по двум отдельным каналам в противоположных направлениях по круговым траекториям. Пучки удерживаются сверхпроводящими дипольными магнитами и ускоряются радиочастотными резонаторами. Фокусировка пучков осуществляется при помощи сверхпроводящих квадрупольных магнитов. В проектном режиме работы в каждом кольце ускорителя БАК содержится по 2808 протонных сгустков, каждый из которых содержит $1,15 \times 10^{11}$ протонов и сталкивается с частотой 40 МГц, что обеспечивает столкновение сгустков каждые 25 нс.

Кроме протон-протонных столкновений ускоритель БАК также имеет возможность работать в двух других режимах. Посредством альтернативной системы ускорителей производится ускорение ионов свинца, и появляется возможность вести столкновения протонов с ионами свинца или столкновения двух ионов свинца.

Встречные пучки сталкиваются в четырех точках взаимодействия, где располагаются основные экспериментальные установки на ускорительном комплексе БАК: ATLAS, CMS, ALICE и LHCb. Каждая экспериментальная

установка разработана для решения определенного набора физических задач. Так, эксперименты ATLAS и CMS — установки общего назначения, предназначенные для прямого поиска и изучения Новой физики за пределами Стандартной модели (СМ). Эксперимент ALICE создан для изучения кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов. Эксперимент LHCb предназначен для поиска проявлений физики за рамками СМ, косвенные свидетельства которой могут быть получены при изучении нарушения CP-симметрии в распадах частиц, содержащих b - и c -кварки. Также ведутся исследования по таким направлениям как измерение углов треугольника унитарности, поиск редких распадов прелестных адронов, изучение свойств тяжелых адронов и поиск новых частиц. Детальное описание экспериментальной установки LHCb приведено в следующем разделе.

1.2 Спектрометр LHCb

Детектор LHCb [19, 20] — это передний одноплечевой спектрометр имеющий угловой аксептанс от 10 до 300 мрад (250 мрад) в горизонтальной (вертикальной) плоскости. Выбор такой геометрии детектора обусловлен тем, что основной задачей эксперимента является исследование частиц, содержащих b - и c -кварки. Кварки из рождаемых $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$ пар имеют импульс преимущественно направленный вдоль оси столкновения протонов (оси пучка). Этот факт проиллюстрирован математическим моделированием углового распределения b - и $\bar{b}$ -кварков, рождаемых в pp столкновениях при энергии столкновения $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, результат которого представлен на рисунке 2. Таким образом, большая часть, около 40 % всех рожденных в pp столкновениях частиц, содержащих b - и c -кварки, попадает в область аксептанса детектора LHCb.

Схематический вид экспериментальной установки LHCb представлен на рисунке 3. Для удобства описание подсистем детектора LHCb выбрана правая прямоугольная система декартовых координат: ось x направлена в центр накопительного кольца ускорителя БАК, ось y направлена вертикально вверх, ось z имеет направление вдоль оси пучка от точки столкновения протонов к мюонным станциям. Сферические координаты, полярный и азимутальный углы,

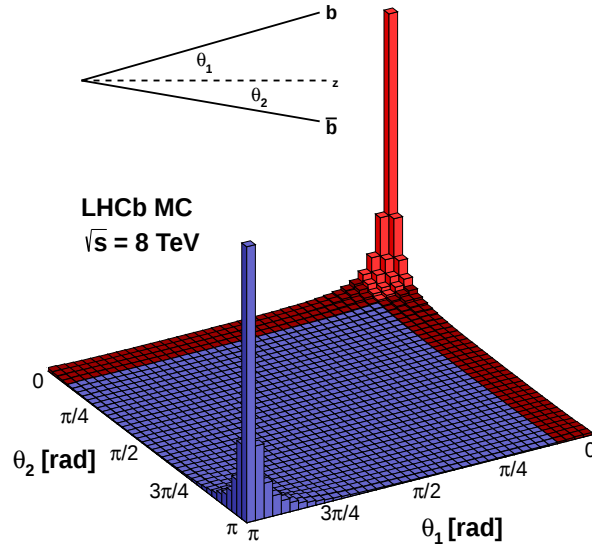


Рисунок 2 — Результат математического моделирования углового распределения b - и $\bar{b}$ -кварков, рождаемых в pp столкновениях (математическое моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета RYTHIA [21]) при энергии в системе центра масс 8 ТэВ

определены стандартным образом относительно выбранной системы координат с осями x , y и z .

Детектор LHCb включает в себя несколько специализированных подсистем (см. рисунок 3), которые применяются для восстановления и идентификации частиц в результате pp столкновений. Для восстановления и идентификации частиц в результате pp столкновений, Система реконструкции треков включает в себя вершинный детектор (VELO), который расположен вокруг точки столкновения протонов и трековые станции (ТТ и Т1-Т3), расположенные перед и за дипольным магнитом. Идентификация заряженных частиц обеспечивается двумя детекторами колец черенковского излучения (RICH1 и RICH2), а также информацией от калориметрической и мюонной систем. Калориметрическая система состоит из электромагнитного (ECAL) и адронного (HCAL) калориметров, а также сцинтилляционно-падового (SPD) и предливневого (PS) детекторов. Система калориметров используется для реконструкции и идентификации фотонов и электронов. Мюонная система состоит из пяти слоев мюонных камер: станция М1 перед калориметрической системой и станции М2-М5 после нее. В эксперименте LHCb применяется триггерная система, осуществляющая предварительный отбор событий с целью

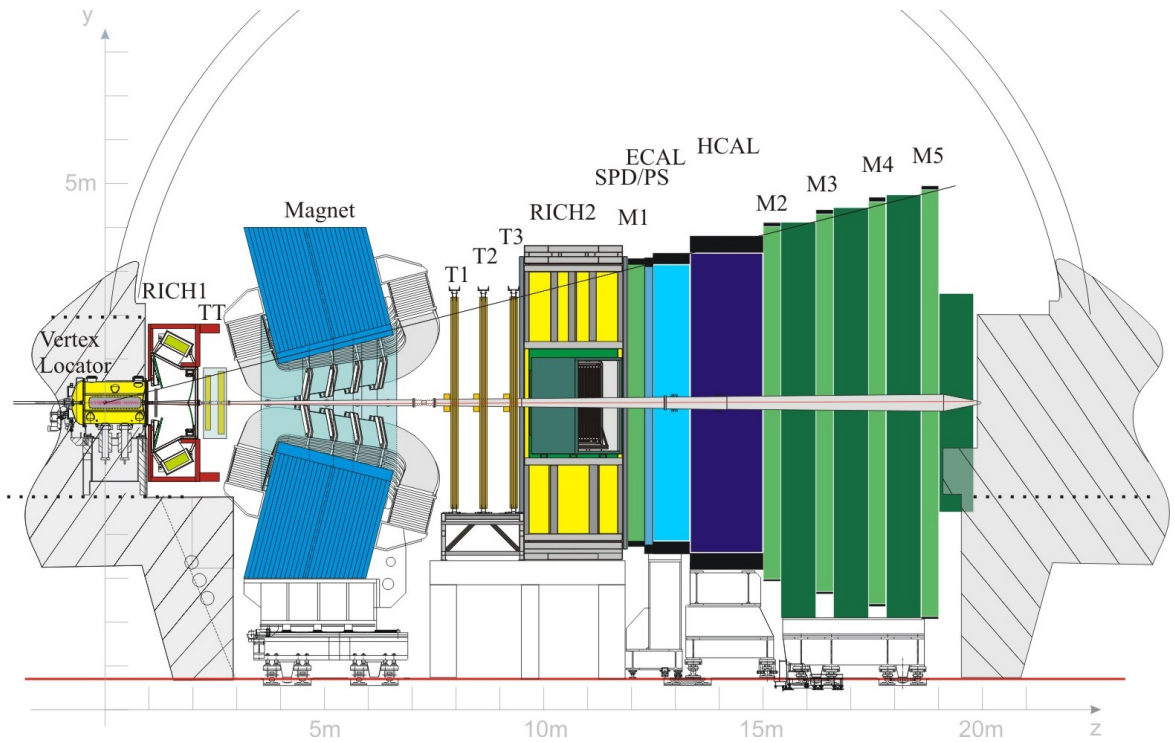


Рисунок 3 — Схематическое изображение детектора LHCb

снижения потока данных при сохранении наиболее интересных для физического анализа событий. Триггерная система состоит из одного аппаратного (L0) и двух программируемых уровней (HLT1 и HLT2). Подсистемы детектора LHCb подробно описаны в следующих разделах.

1.3 Трековая система

Высокая точность в определении положения вершин распадов и высокое разрешение по импульсу частиц являются отличительными чертами детектора LHCb. Трековая система предназначена для восстановления траекторий заряженных частиц по информации о срабатываниях в различных подсистемах. Определение импульса заряженных частиц ведется по величине искривления траектории при движении в поле дипольного магнита. До магнита траектория заряженных частиц определяется вершинным детектором VELO и трекером TT, после магнита информация о траектории поступает от трековых станций T1-T3. Траектория частицы восстанавливается в результате объединения сегментов треков до и после магнита, как показано на рисунке 4.

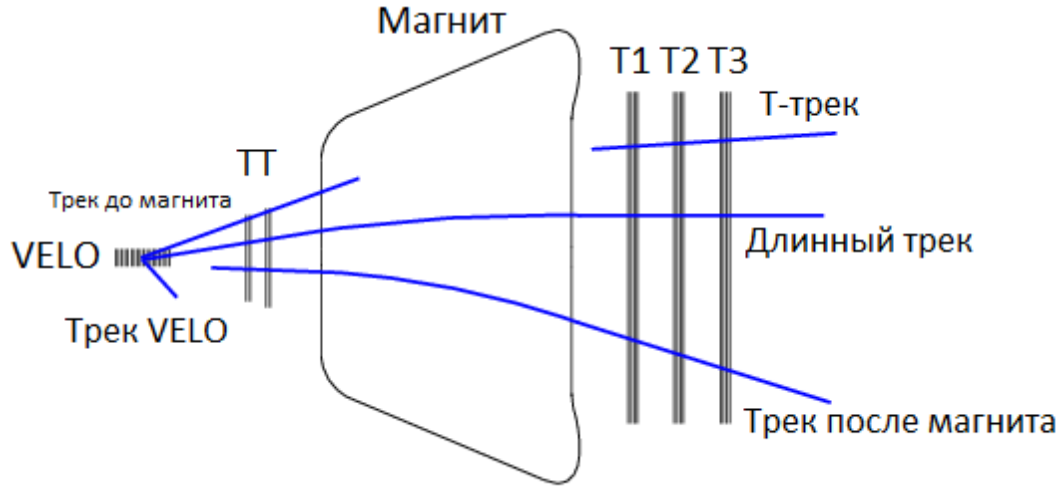


Рисунок 4 — Схематическое изображение реконструкции треков в эксперименте LHCb

1.3.1 Вершинный детектор

Детектор VELO [22], окружающий точку pp взаимодействия, обеспечивает точное измерение траектории движения заряженных частиц в области pp взаимодействия. По этой информации удастся с высокой точностью восстановить положение точки взаимодействия протонов (первичной вершины), положение вершин распадов тяжелых адронов (вторичных вершин), а также прицельные параметры заряженных частиц по отношению к первичным вершинам.

Вершинный детектор собран из 21 модуля, которые расположены на расстоянии 6 см друг от друга, шесть из них расположены до точки взаимодействия, в то время как остальные 15 — после. Каждый модуль представляет собой пару частично перекрывающихся между собой кремниевых пластин, имеющих форму полудисков радиусом 42 мм и толщиной 300 мкм. Кремниевые пластины состоят из двух склеенных между собой сенсоров, один из которых предназначен для измерения азимутального угла ϕ (ϕ -сенсор), а второй — для измерения расстояния от оси z в радиальном направлении (r -сенсор). Измерение координат осуществляется микрополосами, расположение которых показано на рисунке 5 (б). На время ввода и стабилизации пучков протонов полудиски вершинного детектора разводятся во избежание возможных повреждений от прохождения протонного пучка через пластины детектора. После стабилизации пучков полудиски детектора VELO сводятся так, что в рабочем

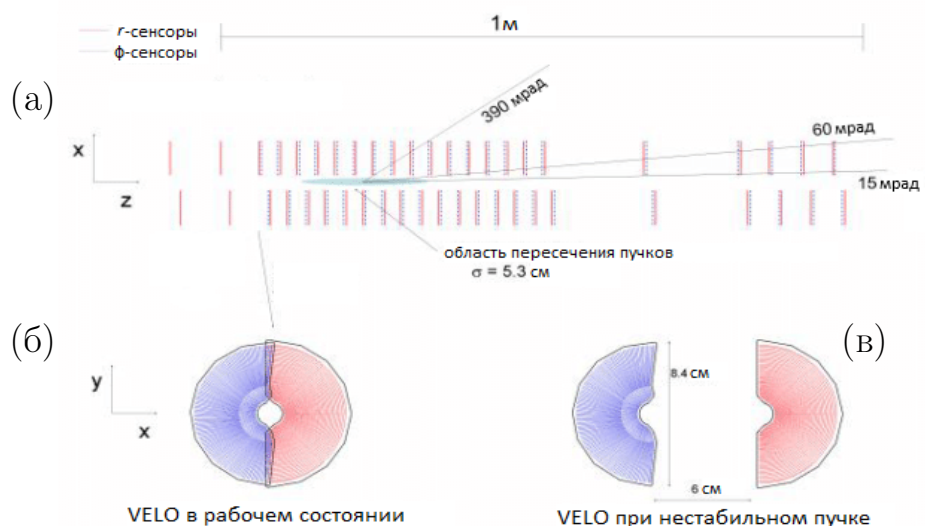


Рисунок 5 — Схематический вид детектора VELO в плоскости xz (а). Схематическое изображение модуля детектора VELO в плоскости xy в рабочем режиме работы (б) и в разведенном виде на время ввода и стабилизации пучка (в)

режиме модули находятся в непосредственной близости к каналу ускорителя БАК, на расстоянии 7 мм от центра пучка.

За время анализа данных 2011-2012 гг. точность в определении положения первичной вершины составила 13 мкм в плоскости xy и 71 мкм вдоль оси z , оценка проводилась для вершин, восстановленных по двадцати пяти трекам [23]. Прицельный параметр измерялся с точностью, достигающей 20 мкм, для треков с поперечным импульсом больше 1 ГэВ/с. Время жизни частиц, распадающихся в пределах вершинного детектора VELO, измерялось с точностью около 50 фс [23].

1.3.2 Дипольный магнит

В измерении импульса заряженных частиц используется дипольный несверхпроводящий магнит [24], который располагается между триггерным трекером ТТ и трековыми станциями Т1-Т3. Перед началом периода набора данных была составлена точная карта магнитного поля по измерениям с помощью датчика Холла. Результат измерения компонента магнитного поля вдоль

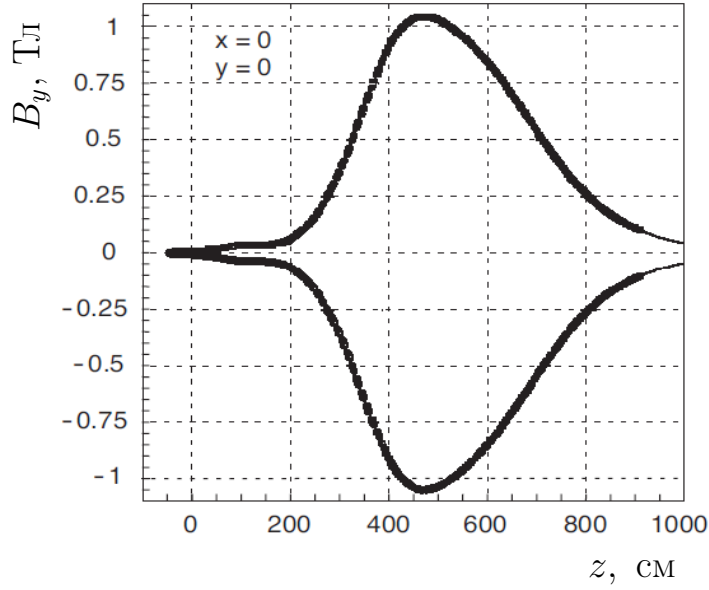


Рисунок 6 — Напряженность магнитного поля по оси y в зависимости от положения по оси z

оси y показан на рисунке 6. Максимальная напряженность поля составляет около 4 Тл, остаточное поле присутствует в области трековых станций ТТ и Т1-Т3 и спадает до значений менее 2 мТл в местах установки детекторов RICH. Отличительной чертой эксперимента LHCb является возможность изменения направления магнитного поля. Примерно, половину времени, набор данных ведется при направлении вектора магнитной индукции вдоль оси y (режим «поле вверх»), другую половину времени набор данных ведется при противоположном направлении вектора магнитной индукции (режим «поле вниз»). Общая изгибающая способность магнита составляет $\int B_y dz = 4 \text{ Тл} \times \text{м}$.

1.3.3 Трековые станции

Система трековых станций состоит из триггерного трекера ТТ и трех трековых станций Т1-Т3. Трековые станции собраны на основе двух различных технологий. Триггерный трекер ТТ представляет собой кремниевый детектор, состоящий из четырех слоев микростриповых полос. Два слоя из четырех наклонены под углом 5 градусов к вертикальной оси, что позволяет получить трехмерную реконструкцию траектории частицы. Вертикальная ориентация

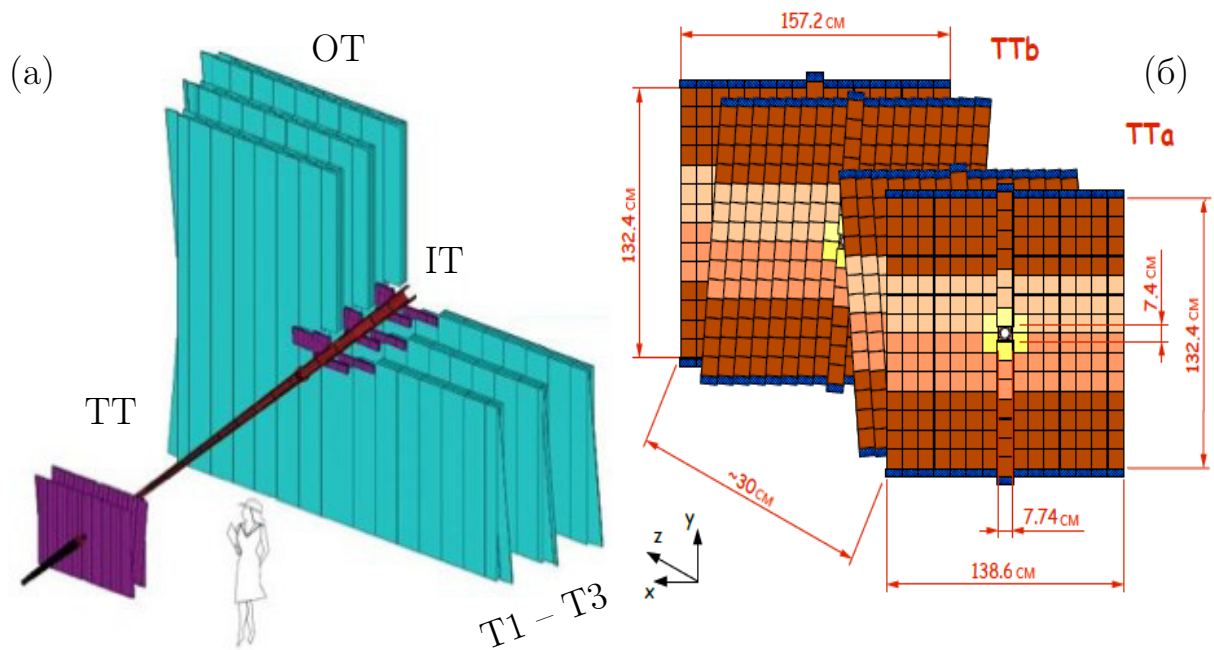


Рисунок 7 — Схематическое изображения расположения триггерного трекера ТТ, внутреннего ИТ и внешнего ОТ трекеров (а). Схематический вид расположения слоев микростриповых полос, образующих триггерный трекер ТТ (б)

микростриповых полос необходима для получения оптимального пространственного разрешения в горизонтальной плоскости, то есть в плоскости, в которой изгибаются траектории заряженных частиц в поле дипольного магнита. Трекер ТТ состоит из 143360 микростриповых полос толщиной 500 мкм, длиной до 38 см, находящихся на расстоянии 183 мкм друг от друга, и имеет активную поверхность площадью 8,4 м².

Каждая из трековых станции Т1-Т3 разделена на два элемента — внутренний (ИТ) и внешний (ОТ) трекары. Внутренний трекер ИТ [25] основан на технологии кремниевых пластин, как и триггерный трекер ТТ, и покрывает область, близкую к оси пучка. Как и триггерный трекер ТТ, каждая трековая станция имеет четыре слоя микростриповых полос, два из которых наклонены. Трекер ИТ состоит из 129024 считывающих микростриповых полос толщиной 500 мкм, длиной 11 см или 22 см, находящихся на расстоянии 196 мкм друг от друга, и имеет активную площадь около 4 м². Внешний трекер ОТ [26–28], охватывающий внешние области каждой трековой станции,

состоит из цилиндрических дрейфовых трубок с внутренним диаметром 4,9 мм. Данная технология применяется во внешней области, поскольку при больших телесных углах множественность заряженных треков невелика. Внешний трекер ОТ также состоит из четырех слоев, два из которых наклонены для получения трехмерной реконструкции траектории частицы, и имеет активную область площадью 29 м². Положение попаданий во внешний трекер ОТ определяется путем измерения времени дрейфа кластеров ионизации, образующихся в газе в момент прохождения частицы до анодной проволоки. Дрейфовые трубки заполнены смесью аргона (70 %), углекислого газа (28,5 %) и кислорода (1,5 %), что позволяет получить время дрейфа менее 50 нс.

Траектория движения заряженной частицы определяется в результате объединения сегментов треков, полученных с каждой из частей трековой системы до и после магнита, как показано на рисунке 4. Пространственное разрешение составляющих трековой системы измерено с использованием данных 2011-2012 г [20]. Для триггерного трекера ТТ и внутренних трекеров ИТ пространственное разрешение составляет около 50 мкм, разрешение для внешнего ОТ трекера составляет 205 мкм для треков с импульсом более 10 ГэВ/с. Точность в определении импульсов длинных треков (проходящих через все составляющие трековой системы, как показано на рисунке 4) составляет от 0,5 % для частиц с импульсом менее 20 ГэВ/с до 0,6 % для частиц с импульсом около 100 ГэВ/с.

1.4 Детекторы колец черенковского излучения

В эксперименте LHCb для идентификации различных видов адронов в широком диапазоне импульсов используется система детекторов колец черенковского излучения (RICH). Каоны, пионы и протоны идентифицируются по информации от двух детекторов колец черенковского излучения в сочетании с результатами измерения импульсов треков. Информация от детекторов колец черенковского излучения используется в дополнение к информации от калориметрической и мюонных систем для идентификации лептонов. Детекторы RICH используют эффект Вавилова-Черенкова [29]. При прохождении через диэлектрическую среду со скоростью v , превышающей фазовую скорость света в среде

$c' = c/n$, где n — показатель преломления среды, заряженная частица вызывает излучение видимого света. Излучение распространяется под постоянным углом к направлению движения частицы. Волновой фронт создаваемого излучения образует конус с углом θ при вершине и определяется из соотношения $\cos \theta = c'/v = c/nv$. Далее с помощью системы зеркал черенковское излучение перенаправляется на фотоэлектронные умножители. Таким образом, по углу, под которым излучается черенковское излучение, и информации об импульсе частицы становится возможным определить массу частицы и, как следствие, установить ее тип.

В эксперименте LHCb установлены два детектора RICH, оптимизированные для идентификации частиц в различных диапазонах импульсов. Детектор RICH1, схематически представленный на рисунке 8 (а), располагается до магнита, за вершинным детектором VELO и перед триггерным трекером ТТ. В детекторе RICH1 в качестве радиатора, материала при прохождении через который заряженные частицы создают черенковское излучение, используется аэрогель с показателем преломления $n = 1,0014$ и газ декафторбутан C_4F_{10} , имеющий показатель преломления $n = 1,03$. Детектор RICH1 предназначен для идентификации частиц с импульсами в диапазоне от 1 до 60 ГэВ/с и имеет угловой диапазон от 25 до 250 мрад (300 мрад) по вертикали (по горизонтали).

Детектор RICH2, схематически представленный на рисунке 8 (б), располагается после магнита, за трекерной станцией ТЗ и перед мюонной станцией М1. В качестве радиатора в детекторе RICH2 применяется газ тетрафторметан CF_4 , имеющий показатель преломления $n = 1,0005$. Детектор RICH2 предназначен для идентификации частиц с импульсами в диапазоне от 15 до 150 ГэВ/с. Частицы с высокими импульсами сосредоточены в узком конусе возле оси пучков, что определяет угловой диапазон детектора RICH2 от 15 до 100 мрад (120 мрад) по вертикали (по горизонтали).

Система детекторов колец черенковского излучения RICH обеспечивает высокую эффективность идентификации. Эффективность идентификации с помощью детекторов колец черенковского излучения зависит от импульса частицы. Для частиц с импульсами в интервале 2 - 100 ГэВ/с усредненное значение эффективности идентификации каонов составляет примерно 95 % при вероятности ложной идентификации пионов как каонов около 10 % [20]. Для эффективности идентификации протонов такое значение составляет более 90 % при вероятности ложной идентификации пионов как протонов менее 10 % [30].

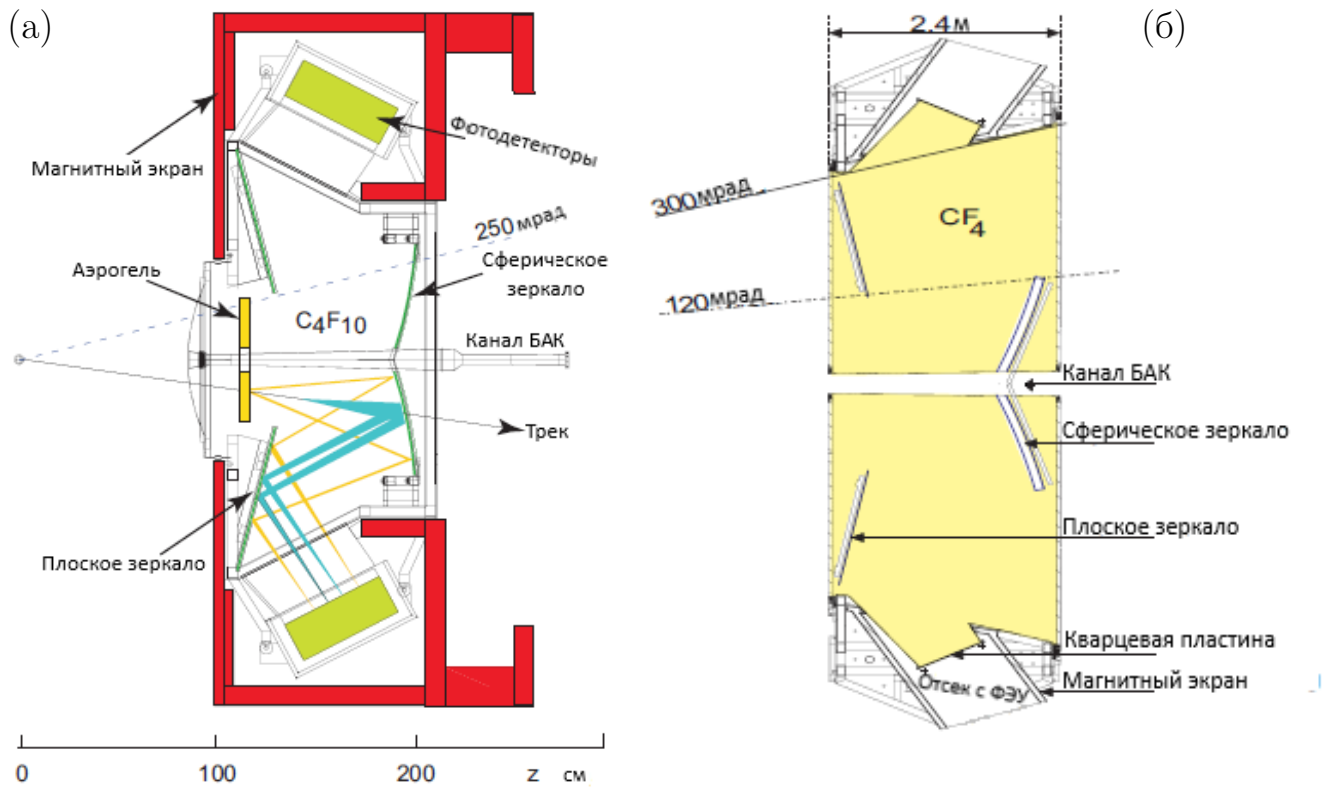


Рисунок 8 — Схема детекторов RICH: детектор RICH1, вид сбоку (а), детектор RICH2, вид сверху (б)

1.5 Калориметрическая система

Калориметрическая система эксперимента LHCb включает в себя четыре детектора: электромагнитный калориметр ECAL, адронный калориметр HCAL, а также сцинтилляционно-падовый SPD и предливневый PS детекторы. Информация от калориметрической системы используется как для регистрации и определения кинематических параметров электронов и нейтральных частиц, так и для разделения фотонов, электронов и адронов. Кроме того, аппаратный уровень триггера L0 использует информацию от калориметрической системы для определения наличия фотонов, электронов или адронов с большим поперечным импульсом. Детальное описание составляющих калориметрической системы эксперимента LHCb приведено в следующих подразделах.

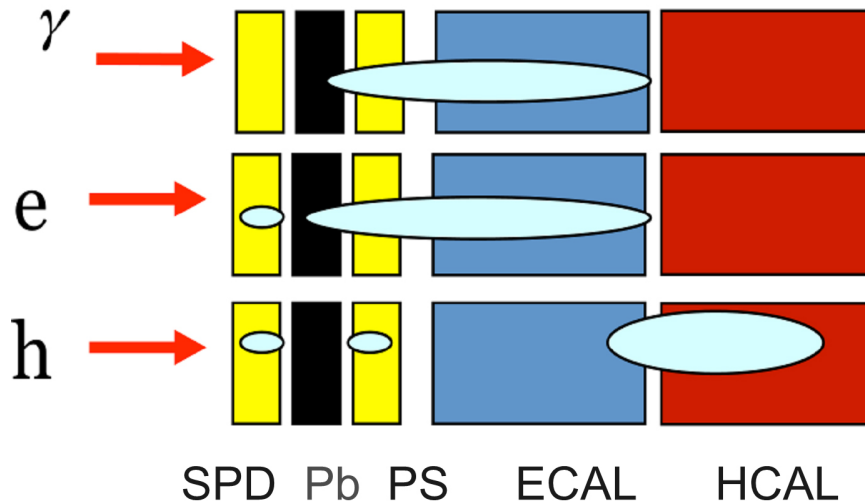


Рисунок 9 — Принципиальная схема работы калориметрической системы; выделение энергии при прохождении частиц через детекторы схематически показано эллипсами

1.5.1 Сцинтилляционно-падовый и предливневый детекторы

Сцинтилляционно-падовый SPD и предливневый PS детекторы [31] располагаются перед электромагнитным калориметром и представляют собой два сцинтилляционных годоскопа, которые разделены слоем свинцового поглотителя. Толщина поглотителя составляет 15 мм и соответствует примерно 2,5 радиационным длинам, что обеспечивает возникновение электромагнитного ливня при прохождении электронов или фотонов. Детекторы SPD и PS состоят из пластиковых сцинтилляционных пластин толщиной 15 мм. Оба детектора имеют поперечную сегментацию аналогичную той, что применяется в электромагнитном калориметре ECAL (см. раздел 1.5.2). Проходя через детектор SPD, заряженные частицы оставляют сцинтилляционное излучение, в то время как фотоны чаще всего не взаимодействуют со сцинтилляционной пластиной. В объеме свинцового поглотителя электроны и фотоны, в отличие от адронов, порождают электромагнитный ливень, который регистрируется предливневым детектором PS. Таким образом сцинтилляционно-падовый SPD и предливневый PS детекторы обеспечивают разделение между фотонами, электронами и адронами. На рисунке 9 схематически представлено выделение энергии в каждом из детекторов калориметрической системы для случая попадания фотона, электрона или адрона.

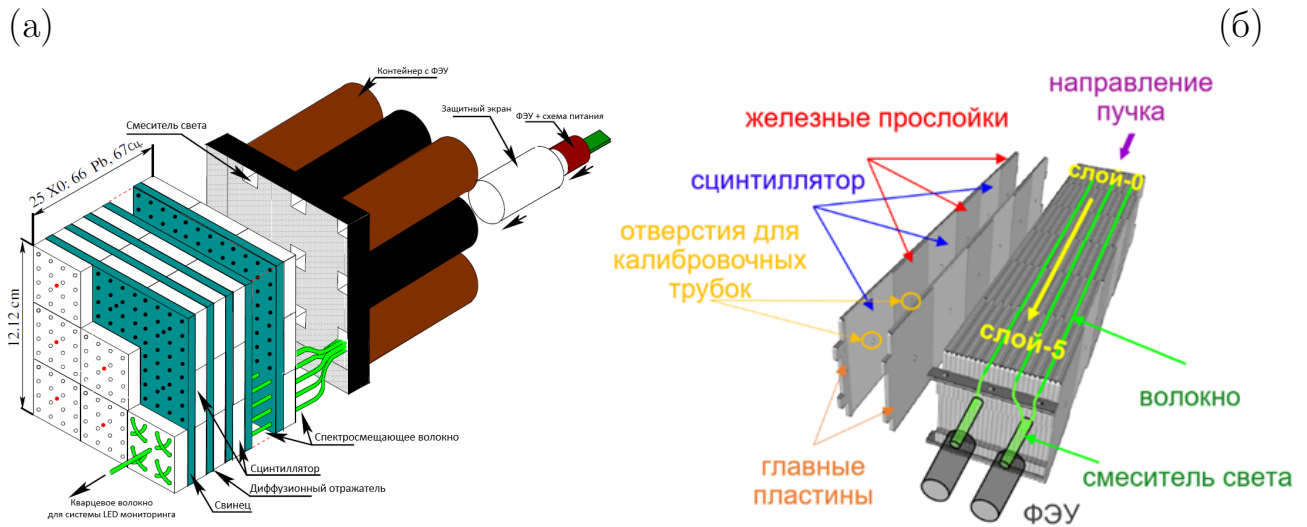


Рисунок 10 — Схематический вид модуля электромагнитного ECAL (а) и адронного HCAL (б) калориметров

1.5.2 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр ECAL [32] собран из независимых модулей, выполненных по технологии «шашлык» [33]. Каждый модуль состоит из чередующихся слоев сцинтиллятора толщиной 4 мм и свинцового поглотителя толщиной 2 мм, а сцинтилляционный свет считывается через спектросмещающие оптические волокна диаметром 1,2 мм, которые располагаются перпендикулярно пластинам сцинтиллятора и поглотителя. Далее по оптическим волокнам свет попадает в фотоэлектронные умножители, где происходит считывание сигнала. Длина модулей составляет 42 см, что соответствует примерно 25 радиационным длинам, то есть электромагнитные ливни, рождаемые в калориметре, практически полностью поглощаются в рабочем объеме калориметра ECAL. Для того, чтобы сцинтилляционный свет не выходил за пределы одного модуля, боковые грани каждого детектирующего модуля покрыты алюминиевой пленкой. Схема устройства одного модуля приведена на рисунке 10 (а). Загруженность детектора в области близкой к пучку выше, чем на периферии детектора, поэтому размер модуля и количество считывающих каналов в одном модуле различаются в зависимости от того, в какой части калориметра установлен модуль. Как показано на рисунке 11 (а), калориметр ECAL разделен на три

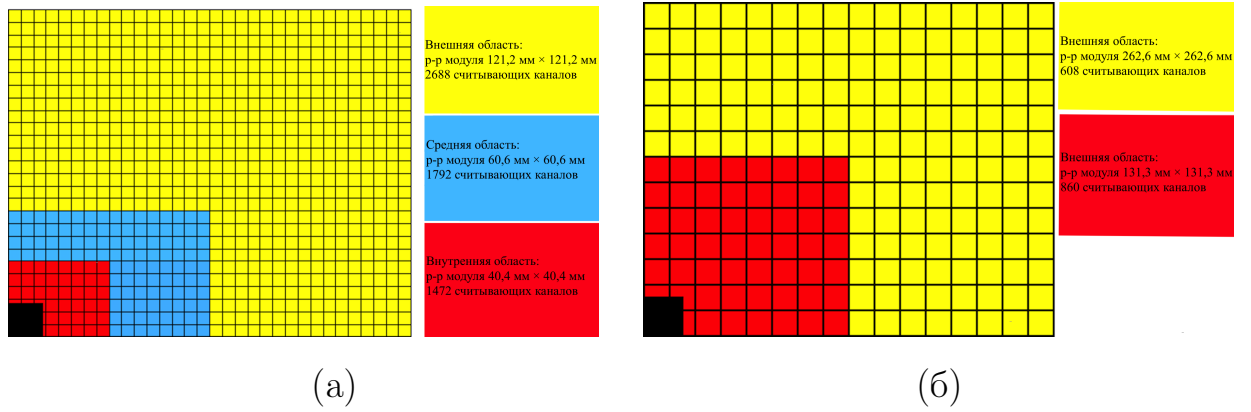


Рисунок 11 — Схема сегментации электромагнитного ECAL (а) и адронного HCAL (б) калориметров

области. Во внутренней области каждый модуль имеет сечение $40,4 \times 40,4 \text{ мм}^2$ и 9 считывающих каналов, в средней области расположены модули сечением $60,6 \times 60,6 \text{ мм}^2$ и 4 считывающих канала. Наконец, внешняя область состоит из модулей $121,2 \times 121,2 \text{ мм}^2$ с одним считывающим каналом в каждом. Всего электромагнитный калориметр содержит 1472 внутренних, 1792 средних и 2688 внешних модулей. Энергетическое разрешение калориметра ECAL составляет:

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

где энергия E измеряется в ГэВ [19].

1.5.3 Адронный калориметр

Адронный калориметр HCAL [34] собран из независимых модулей, каждый из которых состоит из чередующихся слоев сцинтиллятора толщиной 3 мм и железного поглотителя толщиной 16 мм. Широкий профиль адронных ливней, по сравнению с электромагнитными, определяет следующую особенность конструкции адронного калориметра: пластины сцинтиллятора и поглотителя ориентированы параллельно оси пучка, как показано на рисунке 10 (б). Сцинтилляционный свет считывается с помощью спектросмещающих оптических волокон диаметром 1,2 мм, которые располагаются вдоль пластин поглотителя.

Считывание сигнала происходит, когда свет по оптическим волокнам попадает в фотоэлектронные умножители. Длина модулей составляет 122 см, что соответствует примерно 5,6 длинам ядерного взаимодействия. Вместе с электромагнитным калориметром суммарная толщина вещества на пути адронов соответствует примерно 6,7 длинам ядерного взаимодействия, что обеспечивает практически полное поглощение адронных ливней в рабочем объеме калориметра. В конструкции адронного калориметра предусмотрена различная сегментация в зависимости от расстояния до оси пучков, что связано с увеличенной загруженностью детектора в области близкой к пучку. Как показано на рисунке 11 (б), калориметр HCAL разделен на две области. Во внутренней области каждый модуль имеет сечение $131,3 \times 131,3 \text{ мм}^2$, а во внешней расположены модули сечением $262,6 \times 262,6 \text{ мм}^2$. Всего адронный калориметр содержит 608 внешних и 880 внутренних модулей. Энергетическое разрешение калориметра HCAL составляет:

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

где энергия E измеряется в ГэВ [19].

1.6 Мюонная система

Основными задачами мюонной системы [35] являются идентификация мюонов и быстрое измерение поперечного импульса мюонов, информация о котором используется в аппаратном уровне триггера L0. Мюонная система включает в себя пять мюонных станций M1-M5, первая из которых M1 расположена между детектором RICH2 и калориметрической системой, в то время как остальные четыре мюонные станции M2-M5 расположены после калориметрической системы и разделены между собой слоями поглотителя из железа толщиной 80 см. Пять мюонных станций M1-M5 имеют угловой аксептанс от 20 мрад (16 мрад) до 306 мрад (258 мрад) в горизонтальной (вертикальной) плоскости. Схематический вид всей мюонной системы показан на рисунке 12.

Каждая мюонная станция разделена на четыре области в зависимости от расстояния до оси пучка (R1-R4, где R1 — ближе к оси пучка, а R4 — дальше).

Все области мюонных станций состоят из многопроволочных пропорциональных камер, за исключением внутренней области станции M1, где используется газовый электронный умножитель. Размеры используемых многопроволочных пропорциональных камер увеличиваются по мере удаления от оси пучков. Кроме того, сегментирование каждой области увеличивается по мере увеличения расстояния от оси пучков в соотношении 1:2:4:8 для областей R1, R2, R3 и R4, соответственно. Эта конструктивная особенность обеспечивает равномерное распределение загрузки на каждую из областей R1-R4.

Многопроволочные пропорциональные камеры заполнены газовой смесью, состоящей из 40 % аргона, 55 % углекислого газа CO_2 и 5 % тетрафторметана CF_4 . Каждая камера состоит из четырех рядов проволочек. Расстояние между проволочками в ряду составляет 2 мм, а толщина промежутка заполненного смесью газов равняется 5 мм. Всего в мюонной системе используется 1380 многопроволочных пропорциональных камер.

Процедуру идентификации мюонов [36] можно условно разделить на три этапа. Сначала осуществляется отбор мюонных кандидатов с учетом прохождения трека через железные фильтры и калориметрическую систему. Далее проводится оценка вероятности мюонной и немюонной гипотез с учетом картины попаданий вокруг треков, экстраполированных в область различных мюонных камер с использованием информации из трековой системы. В финальной стадии с учетом информации от калориметрической системы и от детекторов колец черенковского излучения RICH вычисляется комбинированная вероятность мюонной гипотезы. Мюонная система обеспечивает эффективность идентификации более 97 % для мюонов в широком интервале импульсов, при вероятности ложной идентификации пионов или каонов как мюонов около 2 % [30].

1.7 Триггерная система

В проектном режиме работы ускорителя БАК частота столкновения протонов равняется 40 МГц, при этом события, представляющие интерес с точки зрения физической программы эксперимента LHCb, случаются гораздо реже. Так, столкновения протонов, в результате которых рождаются тяжелые

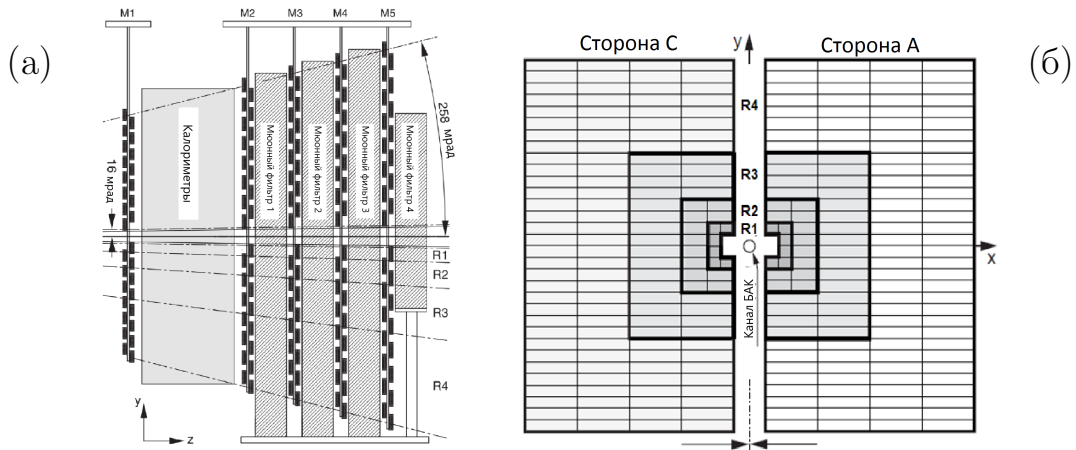


Рисунок 12 — Схематическое изображение мюонной системы, вид сбоку (а). Схематический вид одной секции мюонной станции, вид спереди, где каждый прямоугольник представляет многопроводочную пропорциональную камеру (б)

b -кварки, происходят с частотой около 100 кГц, а события, представляющие интерес для дальнейшего физического анализа, составляют лишь небольшую долю от полного потока событий. Задача триггерной системы заключается в снижении частоты событий, поступающих для записи, до уровня в несколько кГц.

Триггерная система эксперимента LHCb [37] состоит из аппаратного триггера L0 и программируемых триггеров HLT, которые далее подразделяются на два программируемых уровня высшего порядка HLT1 и HLT2. События, для которых сработал каждый из триггерных уровней, сохраняются с записью полной информации от всех элементов детектора LHCb для дальнейшего анализа.

Аппаратный триггер L0 работает с использованием информации от калориметрической и мюонной систем. Также по информации от трековой системы используется значение о количестве треков в событии. В результате распада адрона, содержащего b - или c -кварк, чаще всего образуются частицы с большим поперечным импульсом и поперечной энергией. Эта отличительная особенность используется для отбора событий в аппаратном уровне триггера. Так, для срабатывания триггера по информации от калориметрической системы требуется, чтобы был обнаружен хотя бы один электронный, фотонный или π^0 -мезонный кандидат с поперечной энергией, превышающей 2,5 ГэВ, либо адронный кандидат с поперечным импульсом, превышающим 3,5 ГэВ/с. Для срабатывания

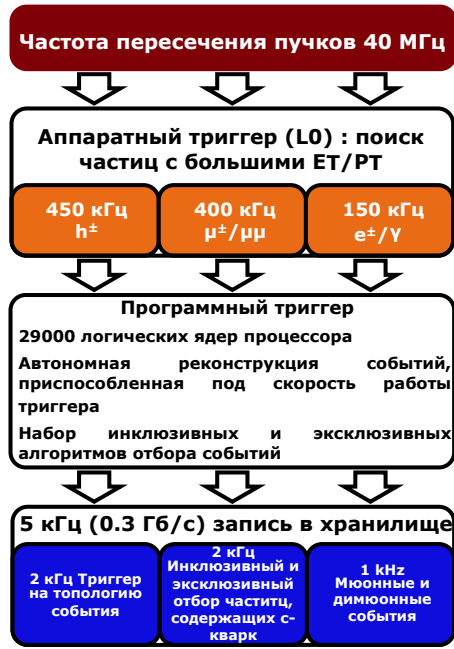
триггера по информации от мюонной системы требуется, чтобы был обнаружен один мюонный кандидат с поперечным импульсом, превышающим $1,7 \text{ ГэВ}/c$, либо пара мюонных кандидатов, квадратный корень из произведения поперечных импульсов которых превышает $1,3 \text{ ГэВ}/c$. Применение аппаратного уровня триггера L0 обеспечивает понижение частоты потока данных с 40 МГц до 1 МГц .

События, для которых сработал аппаратный триггер, передаются для дальнейшего отбора на программируемый триггер HLT1. На этом уровне используется информация от трековой системы и производится частичная реконструкция треков, а их импульс вычисляется упрощенным способом, что обусловлено требованием высокой скорости обработки данных на данном этапе. Также может использоваться информация от вершинного детектора VELO, например, для вычисления прицельного параметра трека. Затем дополнительно проверяется условие срабатываний аппаратного триггера L0 с использованием более точных значений поперечных импульса и энергии кандидата. Дальнейший отбор событий происходит на основании качества реконструированных треков, измеренных импульсов и прицельных параметров треков. Применение первого уровня программируемого триггера HLT1 обеспечивает понижение частоты потока данных с 1 МГц до величины порядка 10 кГц . Низкая загруженность программируемого уровня триггера HLT2 обуславливает возможность использования еще большего количества информации от подсистем детектора и провести первичную реконструкцию всего события. По результатам такой реконструкции события производится отбор как инклюзивных, так и эксклюзивных распадов тяжелых адронов (содержащих b - или c -кварки). На рисунке 13 представлены блок-схемы многоуровневого устройства триггерной системы эксперимента LHCb.

1.8 Условия обработки и хранения данных

Обработка данных, прошедших отбор на уровне триггерной системы, осуществляется системой распределенных вычислений Грид. Система Грид представляет собой иерархическую распределительную компьютерную сеть, работу которой обеспечивают более 170 вычислительных центров в более

(а)



(б)

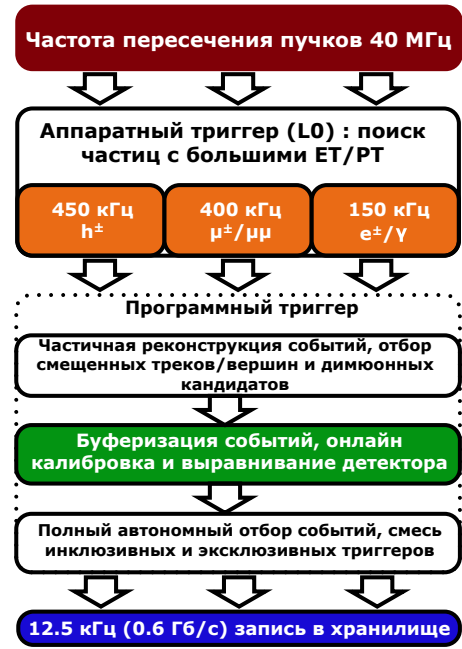


Рисунок 13 — Блок-схемы, иллюстрирующие принцип работы триггерной системы эксперимента LHCb в периоды 2011 - 2012 гг. (а) и 2015 - 2018 гг. (б)

чем 40 странах-участницах ЦЕРН. Данные, поступающие после срабатывания триггера, содержат необработанную информацию от триггера и подсистем детектора. Необработанная информация сохраняется на узле вычислительного центра Грид, расположенного непосредственно в ЦЕРН. Далее данные распространяются по узлам системы распределенных вычислений Грид. Первичная реконструкция событий проводится с использованием программного пакета BRUNEL [38] параллельно в различных вычислительных центрах. В результате необработанная информация об отклике детектора преобразуется в более высокоуровневые объекты, такие как треки и кластеры, и сохраняется в специальном формате данных также на узлах системы распределенных вычислений Грид. Файлы с результатами первичной реконструкции подходят для физического анализа, но они недоступны для пользователей из-за вычислительных ограничений. Поэтому данные проходят дополнительный отбор для конкретных целей в рамках осуществляемых физических анализов. Такой специальный отбор проводится с помощью программы DAVINCI [39], в результате чего сохраняются данные, которые являются исходными для пользователей, осуществляющих физический анализ. Подробности описания компьютерной вычислительной системы эксперимента LHCb представлены в работах [40, 41].

В наборе данных, собранных экспериментом LHCb, выделяют две составляющие: данные, набранные в период с 2011 по 2012 год (сеанс 1) при энергиях pp столкновений 7 и 8 ТэВ, соответственно, и данные, набранные в период с 2015 по 2018 год (сеанс 2) при энергии pp столкновений 13 ТэВ.

1.9 Математическое моделирование данных

Для выполнения физического анализа полученных экспериментальных данных необходимо использование математического моделирования данных методом Монте-Карло (МК). Моделирование данных осуществляется в несколько этапов. Столкновения протонов моделируются с помощью программы PYTHIA [21, 42]. Распады адронов, образовавшихся в протон-протонных столкновениях, моделируются программой EVTGEN [43], при этом учитывается излучение фотонов для частиц в конечном состоянии с помощью программы PHOTOS [44]. Моделирование взаимодействия частиц с веществом и отклика детектора производится с помощью пакета GEANT4 [45, 46], а моделирование дальнейшей оцифровки отклика детектора производится в программе BOOLE [47]. Далее результат моделирования оцифрованного отклика детектора проходит через модель триггерного отбора, после чего отобранные данные обрабатываются идентичным образом, как и экспериментальные данные во время работы эксперимента.

1.10 Физическая программа эксперимента LHCb

Основная задача эксперимента LHCb заключается в прецизионной проверке Стандартной модели в части, касающейся процессов с участием тяжелых кварков, а также в поиске новой физики за пределами СМ. Программа эксперимента LHCb включает в себя анализ данных протон-протонных столкновений при высокой энергии в системе центра масс [48]. Кроме того, на ускорителе БАК

ведутся столкновения протонов с ионами свинца, а также столкновения протонов или ионов свинца с фиксированной мишенью из атомов инертных газов. Анализ таких данных дополняет физическую программу эксперимента.

Требование унитарности матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава (СКМ) накладывает ограничения на матричные элементы. Эти ограничения могут быть графически представлены в виде так называемых треугольников унитарности. Измерение параметров таких треугольников является одной из основных задач эксперимента LHCb [49–51]. Также проверка СМ проводится в результате комбинации измерений параметров нарушения СР-симметрии в системе тяжелых адронов. К примеру, недавно в эксперименте LHCb была измерена частота осцилляций $B_s^0-\bar{B}_s^0$ мезонов с точностью в два раза превосходящей предыдущее актуальное значение [52].

В эксперименте LHCb ведутся поиски новых тяжелых адронов: как предсказываемых Стандартной моделью, так и экзотических состояний. За время работы эксперимента были найдены новые возбужденные состояния различных прелестных и очарованных адронов. Недавно был обнаружен дважды очарованный Ξ_{cc}^{++} барион [53]. Стандартная модель не запрещает существование адронов с числом кварков больше трех, однако, выполнить наблюдение таких частиц оказывается непростой задачей. В эксперименте LHCb ведутся поиски как прямого рождения экзотических частиц, так и вкладов от экзотических состояний в многочастичные распады тяжелых адронов. Впервые наблюдение резонансных структур в системе $J/\psi p$, соответствующих модели экзотических пентакварковых состояний, было выполнено экспериментом LHCb в 2015 году [8].

Также в эксперименте LHCb ведутся анализы данных для измерения парциальных ширин распадов адронов, содержащих b - и c -кварки. Измерение вероятностей редких распадов способствует проверке лептонной универсальности, а также косвенному поиску физики за рамками СМ. Распады B мезонов, обусловленные переходами b -кварка в s - или d -кварк, то есть нейтральным током, нарушающим аромат (FCNC), запрещены на древесном уровне и поэтому подавлены в рамках СМ. На фоне такого подавления удобно осуществлять поиск вкладов, обусловленных новой физикой, проявления которой могут значительно повлиять на вероятность редких распадов. Экспериментом LHCb измерена парциальная ширина распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [54], результат находится в согласии с теоретическим предсказанием и с результатами измерений в экспериментах CMS и ATLAS. Измерение вероятностей полулептонных распадов

с различными типами лептонов в конечном состоянии способствует проверке гипотезы лептонной универсальности. Экспериментом LHCb недавно было получено свидетельство нарушения лептонной универсальности с достоверностью на уровне 3,1 стандартных отклонения [55]. Измерение парциальных ширин прочих распадов тяжелых адронов важно для проверки предсказаний как эффективной теории тяжелых кварков, так и в целом квантовой хромодинамики.

Кроме того, экспериментом LHCb осуществляется ряд измерений сечений рождения тяжелых адронов как в протон-протонных столкновениях, так и в столкновениях протонов и ионов свинца. Зависимость сечения рождения от кинематических параметров тяжелых адронов предсказывается теоретически. Получение экспериментальных измерений дифференциальных сечений как функций кинематических параметров способствует развитию теоретических методов расчета таких величин.

Содружеством LHCb также проводились исследования по направлениям, которые не были запланированы на стадии проектирования эксперимента. Среди таких анализов можно выделить исследование адронных струй, поиск бозона Хиггса, а также прямой поиск частиц вне СМ, распадающихся на кварки с высокой энергией, которые, в свою очередь, образуют адронные струи. Подробный обзор основных результатов исследований, осуществленных экспериментом LHCb, приведен в работе [56].

2 Изучение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$

Нейтральный прелестный Λ_b^0 барион — это изосинглетное основное состояние тяжелого b -кварка и легких u - и d -кварков. Впервые свидетельство существования Λ_b^0 бариона было получено в 1981 году на первом в мире адронном коллайдере ISR (Intersecting Storage Rings) с использованием трехчастичной моды распада $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^- D^0 (\rightarrow K^- \pi^+)$ [57]. Окончательное наблюдение Λ_b^0 бариона было сделано с использованием двухчастичной моды распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda (\rightarrow p\pi^-)$ в эксперименте UA1 на протонном суперсинхротроне (SPS) в ЦЕРНе [58]. Благодаря высокой энергии в системе центра масс pp столкновений сечение рождения $b\bar{b}$ кварковых пар на ускорителе БАК [59–63] во много раз превышает сечения в предыдущих экспериментах. В отличие от B -фабрик, работающих в основном при энергии столкновений близкой к массе $\Upsilon(4S)$ мезона, энергия pp столкновений ускорителя БАК позволят получить полный спектр прелестных адронов, включая тяжелые Λ_b^0 барионы. При этом большая часть рожденных тяжелых адронов вылетает по направлениям вблизи оси столкновения протонов, где с одной из сторон от точки pp столкновений располагается детектор LHCb. Данные математического моделирования показывают, что около 40 % всех рожденных частиц, содержащих тяжелые b - и c -кварки, попадает в область аксептанса спектрометра LHCb. Высокая эффективность триггерной системы, отличное разрешение по массе и эффективная идентификация адронов в детекторе LHCb открывают доступ к исследованию множества распадов Λ_b^0 барионов, включая многочастичные, полулептонные и безчармониевые распады [14, 64–81]. Совокупность этих факторов подчеркивает, что изучение Λ_b^0 барионов в эксперименте LHCb является не только интересной, но и многообещающей задачей.

В эксперименте LHCb предыдущие исследования различных распадов Λ_b^0 барионов, близких по топологии и кинематике к изучаемому в данной работе распаду $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$, оказались очень плодотворными. Высокая статистика в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ позволила выполнить первое наблюдение резонансных структур в системе $J/\psi p$, соответствующих модели экзотических пентакварковых состояний [8–11]. В исследованиях Кабиббо-подавленного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-$ было получено свидетельство существования подобных резонансных структур в системе $J/\psi p$, а также свидетельство наличия

вклада от тетракваркового резонанса в системе $J/\psi \pi^-$ [13]. Первое наблюдение распада Λ_b^0 бариона в состояние, содержащее возбужденное чармониевое состояние $\psi(2S)$, было сделано экспериментом ATLAS с использованием канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) \Lambda (\rightarrow p \pi^-)$ [82]. Позже распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ был обнаружен экспериментом LHCb. Изучение этого распада позволило измерить массу Λ_b^0 бариона с наилучшей мировой точностью [14].

В настоящее время известно о нескольких десятках распадов Λ_b^0 барионов, однако сумма их парциальных ширин составляет менее 20 % от общей ширины распада. Несмотря на то, что Λ_b^0 барион был открыт около тридцати лет назад, большая часть его распадов остается неизвестной, а поиск новых распадов остается важной задачей экспериментальной физики высоких энергий. Таким образом, обнаружение нового Кабиббо-подавленного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ и измерение его парциальной ширины представляет особый интерес. Кроме того, в данном распаде могут присутствовать вклады от экзотических состояний в системах $\psi(2S) p$ и $\psi(2S) \pi^-$, подобных ранее обнаруженным пентакварковым и тетракварковым состояниям.

В настоящей главе описывается поиск и исследование распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$, а также измерение отношения парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ (здесь и далее зарядово-сопряженные распады также включены). Для восстановления $\psi(2S)$ мезонов использовалась мода распада $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В работе использовались данные, набранные экспериментом LHCb в 2011 при энергии pp столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, в 2012 при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, в 2015 и 2016 годах при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и соответствующие интегральной светимости 1, 2 и 1,9 фб⁻¹, соответственно. Отношение парциальных ширин измерялось по формуле:

$$R_{\pi/K}^{\psi} = \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-}} \times \frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-}}, \quad (1)$$

где N — число событий, а ε — полная эффективность восстановления распада. Также проверялось наличие вклада от резонансных состояний в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$, для чего изучались спектры масс $\psi(2S) p$, $\psi(2S) \pi^-$ и $p \pi^-$ комбинаций.

2.1 Отбор сигнальных событий

Распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ реконструировались с использованием канала $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$. В целях уменьшения систематической погрешности при измерении отношения парциальных ширин критерии отбора выбирались максимально близкими для двух распадов. Для анализа использовались только те события, которые прошли отбор на уровне триггерной системы, благодаря наличию в них сигнального $\psi(2S)$ кандидата. В качестве начальных критериев отбора были взяты критерии, которые применялись в работе [14], после чего была проведена процедура оптимизации поиска сигнала. Для оптимизации критериев отбора рассматривалась статистическая значимость сигнала $S = N/\Delta N$, где N соответствует количеству сигнальных событий, а ΔN является статистической неопределенностью. Выбирались такие значения ограничений, при которых статистическая значимость сигнала становилась максимальной. Список критериев отбора событий представлен в таблице 1.

При реконструкции распада использовались треки хорошего качества. Для этого требовалось, чтобы параметр χ^2 аппроксимации траектории, деленный на число степеней свободы ndf , удовлетворял соотношению $\chi_{tr}^2/ndf < 3$. Кроме того, требовалось, чтобы расстояние Кульбака-Лейблера Δ^{KL} , которое вычислялось по отношению к каждому из реконструированных треков в событии, было более 5000, что обеспечивало подавление ложных треков на стадии их реконструкции [83]. Для дальнейшего подавления фона применялось ограничение на параметр нейронной сети, натренированной для отбора истинных треков, $\mathcal{P}_{fake} > 0,5$. Подавление вклада от треков из первичной вершины pp столкновений достигалось путем наложения ограничения $\chi_{IP}^2 > 12,25$, где параметр χ_{IP}^2 определялся как разница между параметрами χ^2 аппроксимации первичной вершины с учетом и без учета данного трека.

Идентификация треков как мюонных, пионных, каонных и протонных кандидатов осуществлялась по комбинированной информации от детекторов колец черенковского излучения RICH, калориметрической и мюонной систем. Для того, чтобы пионы и каоны (протоны) были хорошо идентифицированы, требовалось, чтобы их импульс лежал в диапазоне между 3,2 (10) и 150 ГэВ/с. Поперечный импульс пионов, каонов, протонов и мюонов был больше 200, 500,

Таблица 1 — Критерии отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$

Параметр	Ограничение
χ_{tr}^2/ndf	< 3
Δ^{KL}	> 5000
$\mathcal{P}_{fake}$	$< 0,5$
χ_{IP}^2	$> 12,25$
$p_T(\mu^\pm)$	$> 550 \text{ МэВ}/c$
$\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi}$	> 0
$\chi_{vtx}^2/ndf(\psi(2S))$	< 20
$\text{DLS}_{\psi(2S)}$	> 3
$m(\psi(2S))$	$\in [3597; 3730] \text{ МэВ}/c^2$
$p_T(\pi^-)$	$> 200 \text{ МэВ}/c$
$p(\pi^-)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}_\pi(\pi^-)$	$> 0,1$
$p_T(K^-)$	$> 500 \text{ МэВ}/c$
$p(K^-)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}_K(K^-)$	$> 0,15$
$p_T(p)$	$> 900 \text{ МэВ}/c$
$p(p)$	$\in [10; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}_p(p)$	$> 0,5 \text{ (сеанс 1)}$ $> 0,88 \text{ (сеанс 2)}$
$ct(\Lambda_b^0)$	$\in [0,2; 2,0] \text{ мм}$
$\chi_{vtx}^2/ndf(\Lambda_b^0)$	< 10
$\chi_{DTF}^2/ndf(\Lambda_b^0)$	< 5
$m(\Lambda_b^0)$	$\in [5560; 5670] \text{ МэВ}/c^2$
$m(\psi(2S)K^+_p\pi^-)$	$\notin [5260; 5300] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (для } \Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)$
$m(\psi(2S)K^+_pK^-_\pi)$	$\notin [5357; 5377] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (для } \Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)$
$m(p\pi^-)$	$\notin [1110; 1120] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (для } \Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)$
$m(\psi(2S)K^+\pi^-_p)$	$\notin [5262; 5298] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (для } \Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)$
$m(\psi(2S)K^+_pK^-)$	$\notin [5352; 5382] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (для } \Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)$

900 и 550 МэВ/с, соответственно. Высокий уровень идентификации мюонов обеспечивался ограничением на разницу логарифмов правдоподобия мюонной и пионной гипотез $\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi} > 0$. Высокий уровень идентификации заряженных адронов достигался применением ограничений на параметры нейронных сетей, натренированных для отбора пионов, каонов и протонов (ProbNN_h , где h — тип заряженного адрона). Для пионных и каонных кандидатов требовалось, чтобы параметры соответствующих нейронных сетей удовлетворяли условиям: $\text{ProbNN}_\pi > 0,1$ и $\text{ProbNN}_K > 0,15$. Реализация нейронных сетей отличается между данными сеанса 1 и сеанса 2, поэтому применялись разные ограничения на параметры нейронной сети, натренированной для идентификации протонов. Для данных сеанса 1 использовалось ограничение $\text{ProbNN}_p > 0,5$, а для данных сеанса 2 ограничение составляло $\text{ProbNN}_p > 0,88$.

Пары противоположно заряженных мюонных кандидатов формировали $\psi(2S)$ мезон. Хорошее качество общей вершины двух мюонов обеспечивалось требованием на параметр χ^2 аппроксимации вершины, деленный на число степеней свободы, $\chi_{vtx}^2/ndf < 20$. Требовалось, чтобы масса комбинации такой пары мюонов была в интервале от 3597 до 3730 МэВ/с². Для подавления комбинаторного фона от частиц, родившихся в первичной вершине pp столкновений, требовалось, чтобы значимость в определении расстояния между вершиной двух мюонов и первичной вершиной $\text{DLS}_{\psi(2S)}$ была больше трех.

Чтобы сформировать Λ_b^0 кандидат, отобранные $\psi(2S)$ кандидаты объединялись с протоном и либо отрицательно заряженным пионом в случае исследуемого канала, либо отрицательно заряженным каоном в случае нормировочного канала. Каждый Λ_b^0 кандидат соотносился с первичной вершиной, по отношению к которой значение параметра $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$ было наименьшим. Параметр $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$ определялся как разность параметров аппроксимации χ^2 , полученных в результате подгонки первичной вершины с учетом Λ_b^0 кандидата и без него. Качество вершины распада Λ_b^0 бариона обеспечивалось следующим требованием: параметр χ^2 аппроксимации вершины, деленный на число степеней свободы, должен был удовлетворять условию $\chi_{vtx}^2/ndf < 10$. Кроме того, применялось ограничение на расстояние пролета Λ_b^0 кандидата $0,2 \text{ мм} < ct(\Lambda_b^0) < 2,0 \text{ мм}$. Для улучшения разрешения по инвариантной массе Λ_b^0 кандидата осуществлялась кинематическая аппроксимация дерева распада [84]. При этом для каждого Λ_b^0 кандидата дерево распада заново аппроксимировалось с учетом треков частиц в конечном состоянии, положения

вершины распада и первичной вершины. При осуществлении такой аппроксимации накладывались дополнительные условия: инвариантная масса двух мюонов была равна номинальному значению массы $\psi(2S)$ мезона [85], а направление вектора суммы импульсов частиц в конечном состоянии совпадало с направлением из первичной вершины в вершину распада Λ_b^0 бариона. Требовалось, чтобы параметр χ^2 такой аппроксимации, деленный на число степеней свободы, был меньше пяти.

В канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ для подавления вклада от распадов B^0 мезонов в конечное состояние $\psi(2S)K^+\pi^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного кандидата. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5260 до 5300 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов B_s^0 мезонов в конечное состояние $\psi(2S)K^+K^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, а отрицательно заряженный каон — как отрицательно заряженный пион, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного и пионного кандидатов. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5357 до 5377 МэВ/ c^2 . Для уменьшения вклада от распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\Lambda(\rightarrow p\pi^-)$, требовалось, чтобы масса комбинации $p\pi^-$ не попадала в интервал от 1110 до 1120 МэВ/ c^2 .

В канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ для подавления вклада от распадов B^0 мезонов в конечное состояние $\psi(2S)K^+\pi^-$, где отрицательно заряженный пион был ложно идентифицирован как антипротон, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с пионной массовой гипотезой для протонного кандидата. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5262 до 5298 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов B_s^0 мезонов в конечное состояние $\psi(2S)K^+K^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного кандидата. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5352 до 5382 МэВ/ c^2 .

2.2 Модель аппроксимации

Для определения количества сигнальных событий осуществлялась аппроксимация распределения инвариантной массы отобранных Λ_b^0 кандидатов. Функция аппроксимации состояла из двух компонентов: сигнального и фонового. Сигнальный компонент описывался модифицированной функцией Гаусса [86]:

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

где $A_i = \left(\frac{n_i}{\alpha_i}\right)^{n_i} \cdot e^{-\frac{\alpha_i^2}{2}}$, $B_i = \frac{n_i}{\alpha_i} - \alpha_i$, M — положение пика, σ — ширина распределения, а параметры α_i и n_i определяют степень отклонения от функции Гаусса на краях распределения. Фоновый компонент описывался многочленом второй степени с ограничением на знак производных: первая производная — неположительная, вторая — неотрицательная ($Poly_2$). В итоге, функция аппроксимации задавалась формулой:

$$f(m_{\Lambda_b^0}) = N_S \times DSCB(m_{\Lambda_b^0}) + N_B \times Poly_2(m_{\Lambda_b^0}),$$

где $m_{\Lambda_b^0}$ — значение массы Λ_b^0 кандидата, а параметры N_S и N_B — число сигнальных и фоновых событий, соответственно. Функции $DSCB$ и $Poly_2$ нормированы на единицу в интервале, на котором осуществлялась аппроксимация.

2.3 Определение числа сигнальных событий

Распределения инвариантной массы отобранных Λ_b^0 кандидатов представлены на рисунке 14 (а) и (б) для исследуемого $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочного $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналов, соответственно. Число сигнальных событий определялось в результате аппроксимации распределений небинированным методом максимального правдоподобия с использованием функции, описанной в разделе 2.2. При этом параметры α_L , α_R , n_L и n_R были зафиксированы к значениям, полученным с использованием данных математического моделирования МК.

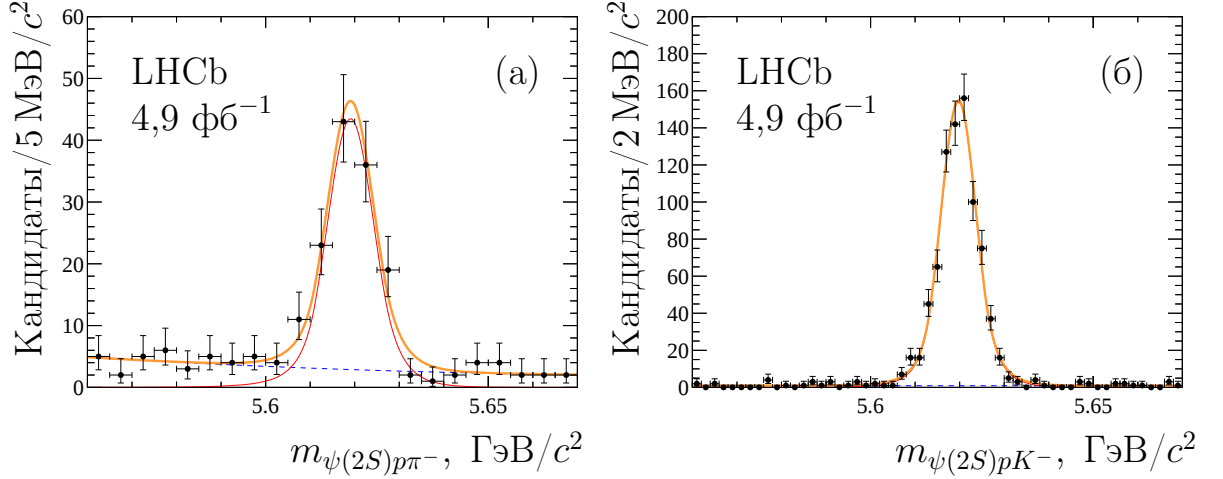


Рисунок 14 — Распределение инвариантной массы отобранных Λ_b^0 кандидатов в исследуемом $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ (а) и нормировочном $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ (б) каналах

Таблица 2 — Число сигнальных событий (N_S), положение пика (M) и разрешение по массе (σ), полученные в результате аппроксимации распределений массы Λ_b^0 кандидатов в исследуемом $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочном $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналах. Указаны только статистические погрешности

Параметр	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
N_S	121 ± 13	806 ± 29
$M, \text{ МэВ}/c^2$	$5619,08 \pm 0,60$	$5619,75 \pm 0,16$
$\sigma, \text{ МэВ}/c^2$	$5,23 \pm 0,55$	$3,96 \pm 0,13$

Результаты аппроксимации представлены на рисунке 14, а численные значения параметров сигналов приведены в таблице 2. Количество сигнальных событий в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ составило 121 ± 13 , а статистическая значимость наблюдаемого сигнала — более 14 стандартных отклонений. Количество сигнальных событий в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ составило 806 ± 29 . Таким образом, отношение числа событий получилось:

$$\frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-}} = 0,150 \pm 0,017,$$

где приведена только статистическая погрешность.

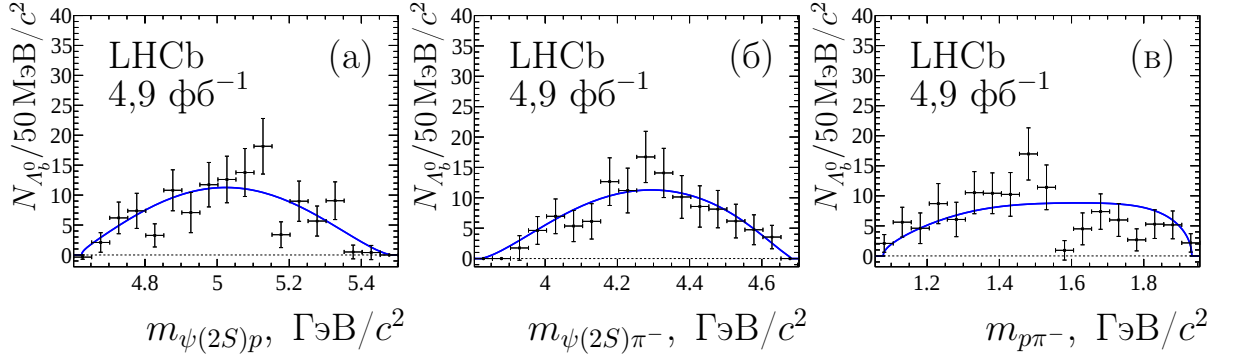


Рисунок 15 — Распределения инвариантной массы комбинаций $\psi(2S)p$ (а), $\psi(2S)\pi^-$ (б) и $p\pi^-$ (в) в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$. Точками с погрешностями представлены распределения экспериментальных данных, полученные с помощью техники вычитания контрольных интервалов, синей линией — распределения данных математического моделирования МК

2.4 Изучение резонансной структуры в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$

Распределения инвариантной массы комбинаций $\psi(2S)p$, $\psi(2S)\pi^-$ и $p\pi^-$ в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ были получены с помощью техники вычитания контрольных интервалов [87], для которой в качестве дискриминирующей переменной использовалась масса Λ_b^0 кандидата. Спектры масс указанных комбинаций сравнивались с аналогичными распределениями данных математического моделирования МК (см. рисунок 15), при получении которых не были учтены возможные промежуточные резонансы в указанных двухчастичных системах. Распределения экспериментальных данных и данных математического моделирования согласовались в рамках статистических неопределенностей. При данном количестве событий не было обнаружено вклада от резонансных состояний. Дальнейшие исследования большего количества данных будут способствовать более подробному изучению структуры распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$.

2.5 Оценка эффективностей восстановления распадов

Полная эффективность восстановления распада (ε^{tot}) вычислялась как произведение геометрической эффективности детектора (ε^{geom}), эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$), эффективности триггера (ε^{trig}), а также эффективности идентификации заряженных адронов (ε^{PID}) и поправки к эффективности реконструкции треков (f^{tr}):

$$\varepsilon^{tot} = \varepsilon^{geom} \times \varepsilon^{rec\&sel} \times \varepsilon^{trig} \times \varepsilon^{PID} \times f^{tr}. \quad (2)$$

Эффективности вычислялись по отдельности для каждого периода набора данных, после чего усреднялись с учетом статистики, набранной за каждый период. В разделах 2.5.2 - 2.5.6 описывается вычисление различных эффективностей для каждого периода набора данных, а в разделе 2.5.7 приводится вычисление взвешенного среднего для эффективностей в каждом канале. Эффективность идентификации заряженных адронов и поправки к эффективности реконструкции треков вычислялись с использованием калибровочных данных. Остальные эффективности вычислялись с помощью данных математического моделирования МК.

2.5.1 Коррекция математического моделирования

Перед вычислением эффективностей данные математического моделирования МК были приведены в согласие с экспериментальными данными. Сигналы в исследуемом и нормировочном каналах обладали малой статистикой в экспериментальных данных. Поэтому для сравнения данных математического моделирования и экспериментальных данных использовался статистически обеспеченный канал $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Такой распад близок по топологии и кинематике к исследуемому и нормировочному каналам. На рисунке 16 представлено сравнение распределений поперечного импульса и быстроты (y) Λ_b^0 барионов между экспериментальными данными и данными математического моделирования МК в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Распределения данных получались с помощью техники вычитания контрольных интервалов [87]. Из сравнения

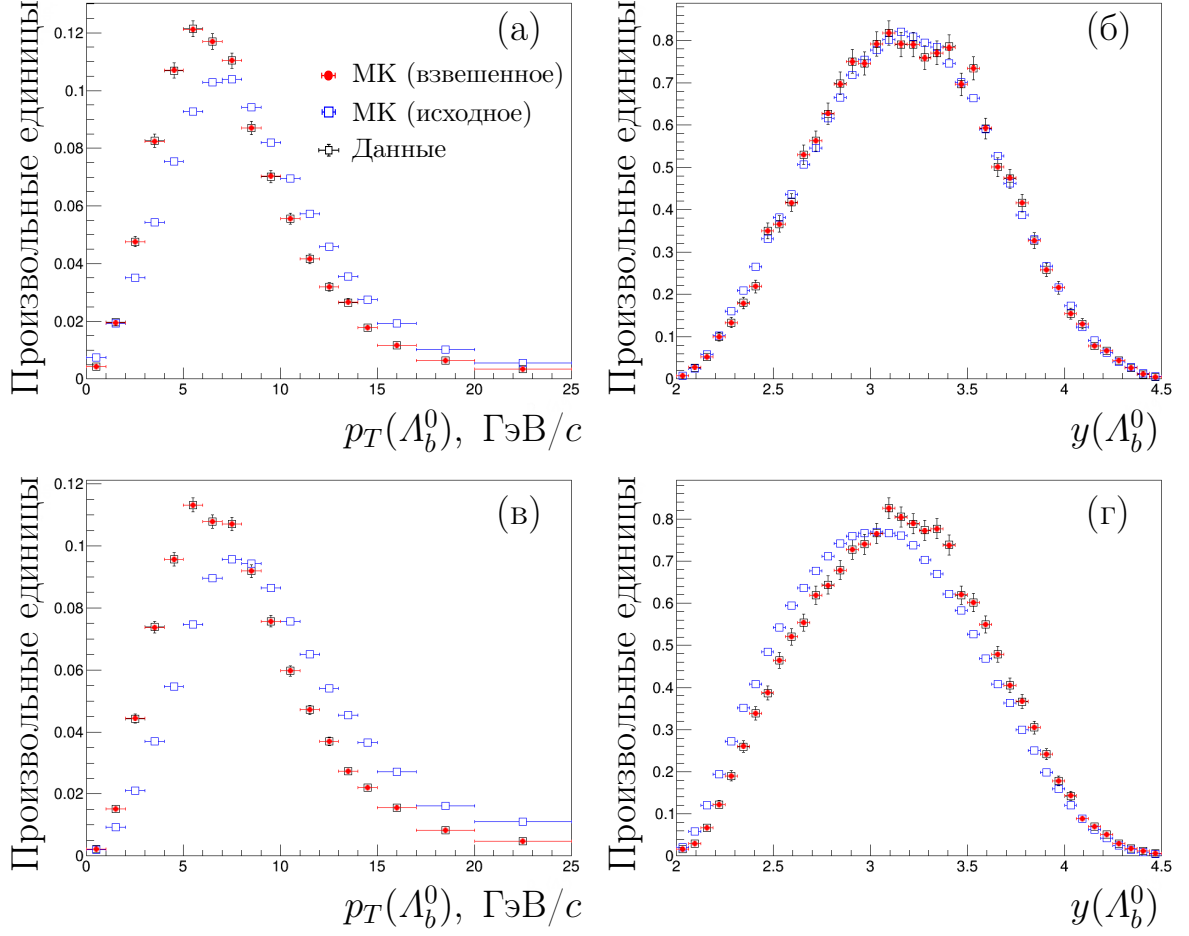


Рисунок 16 — Спектры кинематических параметров Λ_b^0 бариона в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$: распределение p_T (а) и y (б) для данных сеанса 1, распределение p_T (в) и y (г) для данных сеанса 2. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов

кинематических спектров были получены поправочные веса, которые использовались для коррекции данных математического моделирования МК распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$.

При получении данных математического моделирования МК использовалось значение собственного времени жизни Λ_b^0 бариона, которое отличалось от актуального мирового среднего [85]. Поэтому к каждому событию применялся вес:

$$\exp \left(t \times \left(\frac{1}{\tau_{Gen}} - \frac{1}{\tau_{PDG}} \right) \right), \quad (3)$$

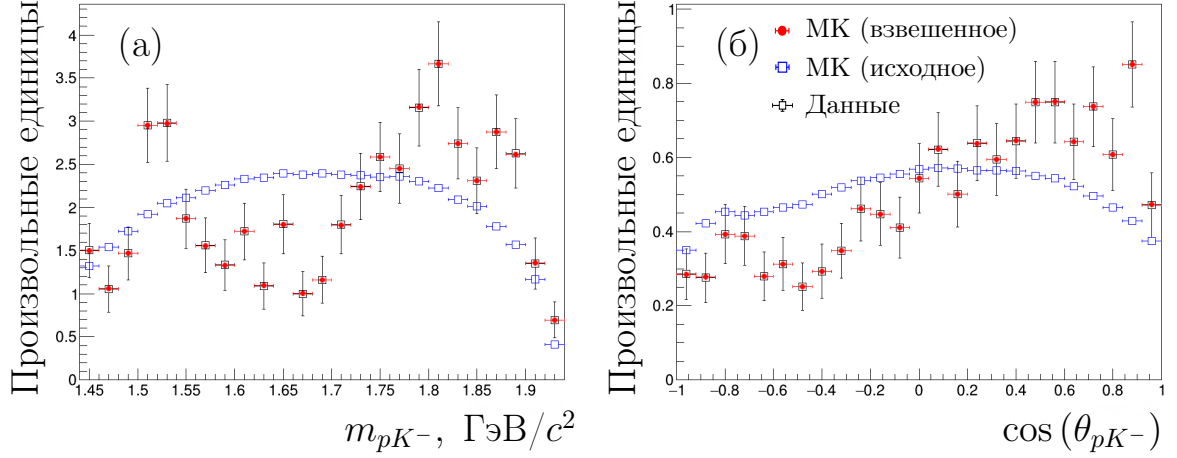


Рисунок 17 — Распределения параметров m_{pK^-} (а) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (б) в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов

где t — время пролета Λ_b^0 кандидата, τ_{PDG} — актуальное значение собственного времени жизни Λ_b^0 бариона [85], τ_{Gen} — собственное время жизни Λ_b^0 бариона, которое использовалось при получении данных математического моделирования МК. После применения таких весов эффективное собственное время жизни Λ_b^0 бариона в данных математического моделирования стало соответствовать актуальному мировому среднему.

На рисунке 17 представлено сравнение распределений косинуса угла θ_{pK^-} и массы pK^- комбинации между экспериментальными данными и данными математического моделирования МК в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Параметр θ_{pK^-} определялся как угол между вектором импульса отрицательно заряженного каона и Λ_b^0 бариона в системе покоя pK^- комбинации. Распределение экспериментальных данных свидетельствует о наличии широкой резонансной структуры в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, которая не была учтена при получении данных математического моделирования МК. Поэтому к данным математического моделирования МК распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ были применены поправки, приводящие распределения массы pK^- комбинации и косинуса угла θ_{pK^-} в согласие с экспериментальными данными.

Таблица 3 — Эффективности геометрического аксептанса детектора (ε^{geom}).

Указаны только статистические погрешности

Эффективность, %

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
2011	$15,806 \pm 0,035$	$16,916 \pm 0,049$
2012	$16,053 \pm 0,035$	$17,120 \pm 0,044$
2015	$17,074 \pm 0,044$	$17,777 \pm 0,044$
2016	$17,042 \pm 0,044$	$17,735 \pm 0,045$

2.5.2 Эффективность геометрического аксептанса детектора

Геометрическая эффективность обусловлена конструкцией детектора ЛНСб, который предназначен для работы только в передней области. Частицы с псевдобыстротой вне диапазона от 2 до 5 не попадают в рабочую область детектора и не регистрируются. Для вычисления геометрической эффективности использовались данные математического моделирования МК. Полученные значения эффективностей представлены в таблице 3. Близость полученных значений геометрической эффективности обусловлена сходством топологии и кинематики исследуемого $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочного $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналов.

2.5.3 Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий

Для определения эффективности реконструкции и отбора событий использовались данные математического моделирования МК. Эффективность вычислялась как отношение взвешенной суммы событий до и после реконструкции и применения критериев отбора событий (кроме условий на идентификацию заряженных адронов и триггер):

$$\varepsilon^{rec\&sel} = \frac{\sum_{\text{после Rec\&Sel}} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T \& y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \theta_{pK^-}}}{\sum_{\text{до Rec\&Sel}} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T \& y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \theta_{pK^-}}}, \quad (4)$$

Таблица 4 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$).

Указаны только статистические погрешности

Эффективность, %

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
2011	$3,847 \pm 0,013$	$2,901 \pm 0,018$
2012	$3,559 \pm 0,009$	$2,645 \pm 0,011$
2015	$3,787 \pm 0,012$	$2,829 \pm 0,011$
2016	$3,895 \pm 0,010$	$2,927 \pm 0,009$

где $w_{c\tau}(\Lambda_b^0)$, $w_{pT\&y}(\Lambda_b^0)$ и $w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}$ — веса поправок к данным математического моделирования МК для учета актуального значения собственного времени жизни Λ_b^0 бариона, кинематических спектров Λ_b^0 бариона и резонансной структуры в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, соответственно. Для исследуемого распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ последняя поправка не применялась, поэтому $w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}} \equiv 1$. Измеренные эффективности представлены в таблице 4.

2.5.4 Эффективность триггерной системы

Триггерная система эксперимента LHCb обеспечивает высокую эффективность отбора распадов прелестных частиц с парой противоположно заряженных мюонов в конечном состоянии. Для определения эффективности отбора событий на уровне триггерной системы использовались данные математического моделирования МК, удовлетворяющие всем критериям отбора, кроме требований на идентификацию заряженных адронов. Эффективность вычислялась как отношение взвешенной суммы событий до и после применения условия на триггер:

$$\varepsilon^{trig} = \frac{\sum_{\text{после } Rec\&Sel\&Trig} w_{c\tau}(\Lambda_b^0) \times w_{pT\&y}(\Lambda_b^0) \times w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}}{\sum_{\text{после } Rec\&Sel} w_{c\tau}(\Lambda_b^0) \times w_{pT\&y}(\Lambda_b^0) \times w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}}. \quad (5)$$

Измеренные эффективности представлены в таблице 5. Близость значений эффективности триггера между исследуемым $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочным $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналами обусловлена сходством кинематики мюонов в данных распадах. На рисунке 18 приведено сравнение распределений импульса

Таблица 5 — Эффективности отбора триггерной системой (ε^{trig}). Указаны только статистические погрешности

Эффективность, %		
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
2011	$84,27 \pm 0,13$	$85,56 \pm 0,23$
2012	$84,86 \pm 0,09$	$87,06 \pm 0,15$
2015	$79,19 \pm 0,14$	$83,00 \pm 0,16$
2016	$85,91 \pm 0,09$	$88,22 \pm 0,11$

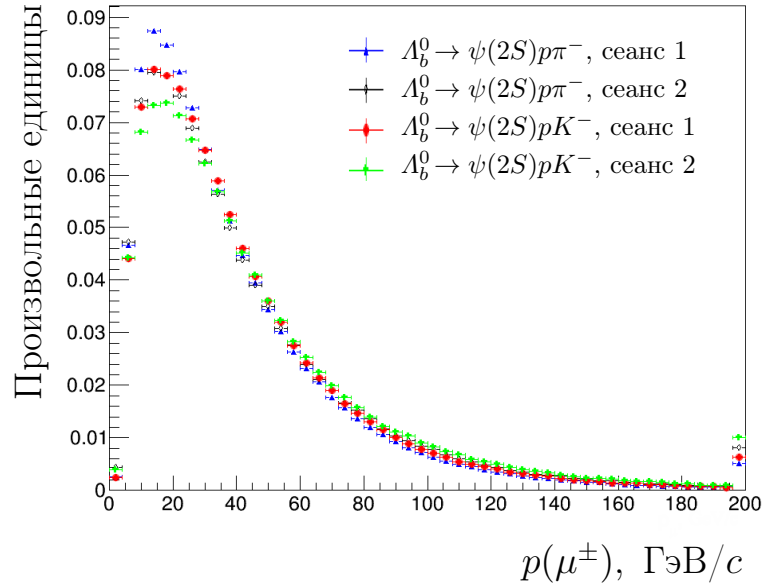


Рисунок 18 — Распределения импульса мюонов для данных математического моделирования МК в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$

мюонов в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ для данных математического моделирования МК.

2.5.5 Эффективность идентификации адронов

Для определения эффективности идентификации заряженных адронов использовались калибровочные данные. Эффективность определялась с использованием статистически обеспеченных распадов, для которых удастся получить

Таблица 6 — Эффективности идентификации заряженных адронов (ε^{PID}).

Указаны только статистические погрешности

Эффективность, %

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
2011	$51,84 \pm 0,19$	$46,26 \pm 0,33$
2012	$55,55 \pm 0,14$	$50,81 \pm 0,23$
2015	$65,90 \pm 0,20$	$63,13 \pm 0,24$
2016	$67,15 \pm 0,15$	$64,32 \pm 0,18$

низкий уровень фона без применения ограничений на идентификацию заряженных адронов. Для пионов и каонов эффективность определялась с использованием распадов $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $D_s^+ \rightarrow (\phi \rightarrow K^+ K^-) \pi^+$, для определения эффективности идентификации протонов использовались распады $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ [88, 89]. Использование нескольких разных калибровочных распадов обусловлено необходимостью покрытия разных кинематических областей. Эффективность идентификации одной частицы определялась как функция ее кинематических параметров и суммарного числа треков в событии. На рисунке 19 приведен пример эффективности идентификации пионов как функции импульса p , псевдобыстроты η трека и параметра количества треков в событии. Итоговая эффективность идентификации вычислялась по формуле:

$$\varepsilon^{PID} = \frac{\sum_{\text{после Rec\&Sel\&Trig}} \varepsilon_p \times \varepsilon_h \times w_{corr}}{\sum_{\text{после Rec\&Sel\&Trig}} w_{corr}}, \quad (6)$$

где ε_p — эффективность идентификации протона, ε_h — эффективность идентификации пиона в случае исследуемого канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ или каона в случае нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, w_{corr} — произведение поправочных весов для учета актуального значения собственного времени жизни Λ_b^0 бариона, кинематических спектров Λ_b^0 бариона и резонансной структуры в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Суммирование ведется по всем реконструированным событиям данных МК, прошедшим условия отбора, за исключением ограничений на идентификацию заряженных адронов. Измеренные эффективности представлены в таблице 6.

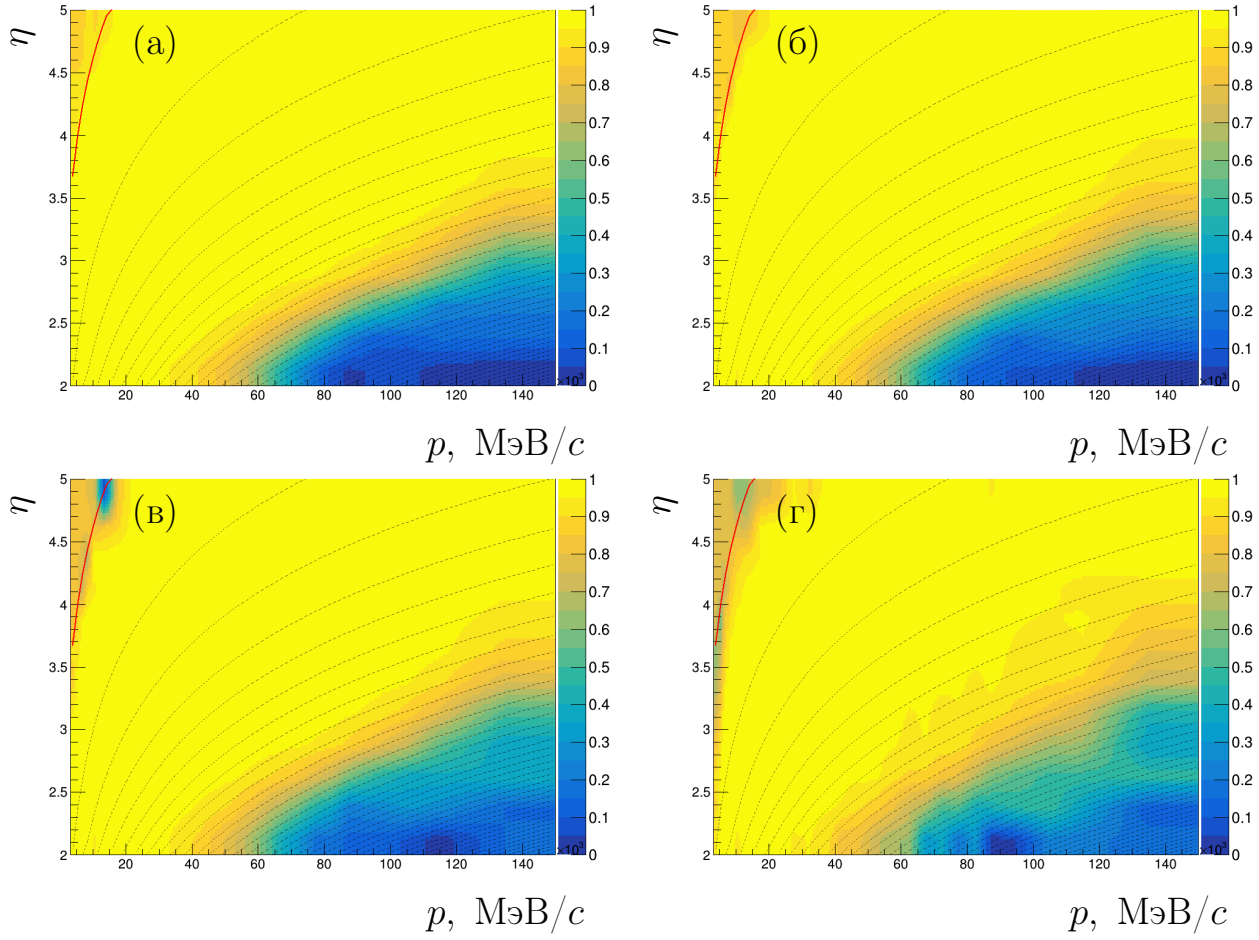


Рисунок 19 — Эффективность идентификации пионов как функция импульса p и псевдобыстроты η трека в интервалах по параметру количества треков в событии от 0 до 150 (а), от 150 до 250 (б), от 250 до 400 (в) и от 400 до 1000 (г). Серый пунктир соответствует целочисленным значениям поперечного импульса p_T , начиная с 1 ГэВ/с (слева направо). Красная линия соответствует $p_T(\pi) = 200$ МэВ/с, ограничению для отбора пионных кандидатов

2.5.6 Поправки к эффективности восстановления треков

Поправки к эффективности восстановления треков получались с использованием калибровочных данных. Вероятности восстановления треков мюонов в распадах $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ сравнивались между экспериментальными данными и данными математического моделирования МК, из чего были получены поправочные коэффициенты [90]. Поправка к эффективности восстановления трека

Таблица 7 — Поправки к эффективности восстановления треков (f^{tr}).

Указаны только статистические погрешности

Поправочный коэффициент, 10^{-2}

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
2011	$103,100 \pm 0,105$	$101,921 \pm 0,143$
2012	$103,197 \pm 0,075$	$102,124 \pm 0,099$
2015	$97,628 \pm 0,078$	$97,777 \pm 0,091$
2016	$98,539 \pm 0,047$	$98,673 \pm 0,054$

определялся как функция его кинематических параметров. Итоговая поправка к эффективности восстановления трека вычислялась по формуле:

$$f^{tr} = \frac{\sum_{\text{после Rec\&Sel\&Trig}} f_p \times f_h \times \varepsilon_p \times \varepsilon_h \times w_{corr}}{\sum_{\text{после Rec\&Sel\&Trig}} \varepsilon_p \times \varepsilon_h \times w_{corr}}, \quad (7)$$

где f_p — поправка к эффективности восстановления треков протонов, а f_h — поправка к эффективности восстановления треков пионов в случае исследуемого канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ или каонов в случае нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Измеренные значения поправок представлены в таблице 7.

2.5.7 Отношение эффективностей

Полные эффективности для каждого периода набора данных, вычисленные по формуле 2 на основании результатов разделов 2.5.2-2.5.6, представлены в таблице 8. При оценке взвешенного среднего значения полной эффективности в каждом канале учитывалось различие в интегральной светимости и сечении рождения $b\bar{b}$ пар в pp столкновениях [60–62] между разными периодами набора данных. Итоговое отношение полных эффективностей между нормировочным и исследуемым каналами составило:

$$\frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-}} = 0,761 \pm 0,004, \quad (8)$$

где указана только статистическая погрешность.

Таблица 8 — Значения полных эффективностей (ε^{tot}). Указаны только статистические погрешности
Эффективность, 10^{-4}

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
2011	$27,39 \pm 0,16$	$19,80 \pm 0,21$
2012	$27,79 \pm 0,12$	$20,46 \pm 0,14$
2015	$32,95 \pm 0,18$	$25,76 \pm 0,16$
2016	$37,73 \pm 0,17$	$29,07 \pm 0,15$

2.6 Систематические погрешности

Благодаря тому, что исследуемый $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочный $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналы имеют близкую топологию и кинематику, большая часть систематических погрешностей сокращается при вычислении отношения парциальных ширин. К примеру, сокращается систематическая погрешность, обусловленная идентификацией мюонов и реконструкцией $\psi(2S)$ мезонов. Вклады от несокращающихся источников систематических погрешностей представлены в таблице 9 и обсуждаются далее.

При определении числа сигнальных событий возникает неточность, связанная с выбором модели аппроксимации распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов. Для оценки вклада такого источника погрешности использовались альтернативные модели аппроксимации. В качестве альтернативных моделей описания сигнала использовались функции Аполлониос и распределение Стюдента [91]. В качестве альтернативных функций для описания фона использовались убывающие многочлены первой и второй степени. Поскольку число сигнальных событий в исследуемом и нормировочном каналах невелико, аппроксимация с помощью альтернативных моделей осуществлялась для распределений, полученных методом упрощенного моделирования (псевдоэксперимент). В каждом псевдоэксперименте распределения массы Λ_b^0 кандидатов разыгрывались случайным образом на основании модели, полученной в результате аппроксимации данных. Для всевозможных комбинаций альтернативных моделей сигнала и фона в каждом из каналов вычислялось отношение количества событий между исследуемым и нормировочным распадами. Наибольшее отклонение в отношении числа сигнальных событий по сравнению со случаем

Таблица 9 — Относительные систематические погрешности для отношения парциальных ширин. Значение полной систематической погрешности вычислялось как квадратный корень из суммы квадратов вкладов отдельных

источников	
Источник	Погрешность, %
Модель аппроксимации	0,7
Идентификация адронов и реконструкция треков	0,2
Коррекция данных МК	< 0,1
Триггер	1,1
Критерии отбора	1,0
Количество событий в данных МК	0,5
Суммарная погрешность	1,7

основной модели аппроксимации составило 0,7 % и было взято в качестве оценки вклада соответствующего источника систематической погрешности.

При определении отношения эффективностей возникают неточности, обусловленные несколькими факторами. Первым источником является ограниченное количество событий в калибровочных данных, которые использовались для определения эффективности идентификации заряженных адронов и для получения поправок к эффективности реконструкции треков. Влияние ограниченности объема выборки калибровочных данных на отношение эффективностей составило около 0,2 %. Влияние неточности в описании эффективности триггерной системы для данных математического моделирования МК оценивалось с использованием распадов B^+ мезонов с высокой статистикой. Для распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, где J/ψ мезон восстанавливался по моде $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, разница в эффективности отбора на уровне триггерной системы между данными математического моделирования МК и экспериментальными данными составила 1,1 % [92]. Это значение было взято в качестве систематической погрешности определения отношения эффективностей триггерной системы. Следующий источник систематической погрешности связан с остаточной неточностью данных МК в описании распределений величин, на которые накладывались ограничения при отборе сигнальных событий. Для оценки вклада данного источника использовался канал $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$, который имеет высокую статистику в экспериментальных данных, а также имеет топологию

и кинематику близкую к исследуемому и нормировочному каналам. Варьировались ограничения на различные переменные так, чтобы обусловленная таким отбором эффективность менялась в пределах $\pm 20\%$. При таких изменениях ограничений отношения эффективностей, вычисленных с использованием экспериментальных данных и с использованием данных математического моделирования, изменялись не более чем на $1,0\%$. Это значение было взято в качестве систематической погрешности определения отношения эффективностей отбора с помощью ограничений (кроме условий на идентификацию частиц и триггера). Также вклад в систематическую неопределенность дает ограниченность объема данных математического моделирования МК. Относительная погрешность при вычислении отношения эффективностей (см. уравнение 8) составила $0,5\%$ и была взята в качестве соответствующей систематической погрешности. Кроме того, было проверено, что погрешность за счет неточности в получении поправочных весов, описанных в разделе 2.5.1, вносит вклад в общую систематическую погрешность менее $0,1\%$, что пренебрежимо мало.

Суммарное значение относительной систематической неопределенности было получено как квадратный корень из суммы квадратов вкладов отдельных источников, перечисленных в таблице 9. Итоговая относительная систематическая погрешность для измеренного отношения парциальных шири распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ составила $1,7\%$.

2.7 Измерение отношения парциальных шири

С использованием данных, набранных экспериментом LHCb в 2011 и 2012 годах при энергии pp столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1 и 2 фб $^{-1}$, соответственно, а также в 2015 и 2016 годах при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и соответствующих интегральной светимости $1,9$ фб $^{-1}$, был впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$. Используя результаты оценки числа сигнальных событий, полученное отношение эффективностей и значение систематической погрешности, было измерено отношение парциальных шири по формуле 1:

$$R_{\pi/K}^{\psi} = (11,4 \pm 1,3 \pm 0,2) \times 10^{-2},$$

где первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая [93]. Абсолютное значение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$, вычисленное с использованием измеренной ранее парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ [14], составило

$$\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-) = (7,17 \pm 0,82 \pm 0,33_{-1,03}^{+1,30}) \times 10^{-6},$$

где первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая (включая статистическую и систематическую погрешности измерения $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)$), а третья погрешность связана с неопределенностью в измерении парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$, $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$, $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ и $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ [85]. Также были исследованы спектры масс $\psi(2S)p$, $\psi(2S)\pi^-$ и $p\pi^-$ комбинаций в сигнальном канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$. На данной статистике не было обнаружено значительных вкладов от промежуточных резонансных состояний.

Основной вклад в распады Λ_b^0 барионов в конечные состояния, содержащие чармоний, происходит за счет обмена $W^\pm$ бозоном (через $b \rightarrow c\bar{c}d$ переход в случае канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $b \rightarrow c\bar{c}s$ в случае канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$). Отношение парциальных ширин выражается как:

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

где $\mathcal{A}$ и Φ — амплитуда и фазовый объем в соответствующих распадах. В пренебрежении форм-факторами первый множитель соответствует фактору Кабиббо-подавления $|V_{cd}|^2/|V_{cs}|^2 = (5,41 \pm 0,02) \%$ [85]. В таблице 10 представлено сравнение измеренного значения отношения парциальных ширин $R_{\pi/K}^\psi$ с предыдущими измерениями аналогичных отношений парциальных ширин, для которых в первом порядке теории возмущений присутствует фактор Кабиббо-подавления $\left(R \equiv \frac{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-подавленный})}{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-разрешенный})}\right)$. Для распадов с небольшим энерговыделением, таких как исследуемый и нормировочный каналы, отношение трехчастичных фазовых объемов (без учета резонансных вкладов) заметно отличается от единицы. Отношение фазовых объемов между исследуемым $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочным $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналами составляет примерно 2,26. Поэтому в таблице 10 также приведены значения отношений парциальных ширин, поправленные на обратное отношение фазовых объемов $\left(R^\Phi \equiv \frac{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-подавленный})}{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-разрешенный})} \times \frac{\Phi(\text{Кабиббо-разрешенный})}{\Phi(\text{Кабиббо-подавленный})}\right)$. Поскольку данные

Таблица 10 — Отношения R и R^Φ для двух- и трехчастичных распадов
прелестных адронов

	$R, \%$	$R^\Phi, \%$	Источник
$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)}$	$11,40 \pm 1,32$	$5,05 \pm 0,59$	[93]
$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-)}$	$8,24 \pm 0,49$	$5,72 \pm 0,34$	[71]
$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi K^-)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^-)}$	$7,90 \pm 0,76$	$8,00 \pm 0,77$	[94]
$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-)}$	$3,81 \pm 0,66$	$2,38 \pm 0,41$	[85]
$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-)}$	$3,43 \pm 0,21$	$2,61 \pm 0,16$	[85]
$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1}K^+)}$	$4,30 \pm 0,85$	$4,14 \pm 0,82$	[95]
$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+)}$	$3,97 \pm 0,29$	$3,78 \pm 0,28$	[85]
$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)}$	$3,85 \pm 0,04$	$3,75 \pm 0,04$	[85]

значения получены в пренебрежении резонансной структурой распадов, не следует ожидать точного согласия даже для поправленных значений. Тем не менее, видно, что значения имеют некоторый разброс в области значений фактора Кабиббо-подавления (около 5 %), а новый результат имеет хорошее согласие с предыдущими измерениями.

3 Изучение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$

Детекторный комплекс LHCb сконструирован с учетом основной задачи эксперимента — изучения прелестных частиц в протон-протонных столкновениях на ускорителе БАК. Высокая энергия pp столкновений позволяет изучать широкий спектр адронов, содержащих b -кварки, включая тяжелые Λ_b^0 барионы. За последние несколько лет экспериментом LHCb были обнаружены как новые состояния тяжелых b -барионов [96–102], так и новые распады известных прелестных барионов, а также измерены их парциальные ширины [15, 103–114]. Кроме того, предыдущие исследования различных распадов Λ_b^0 барионов, близких по топологии и кинематике к изучаемому в настоящей главе распаду $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$, оказались очень плодотворными. Высокая статистика в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ позволила получить первое наблюдение резонансных структур в системе $J/\psi p$, соответствующих модели экзотических пентакварковых состояний [8–11]. После этого открытия были предложены различные феноменологические модели для описания наблюдаемых резонансных структур, а также предложены объяснения явления за счет кинематических эффектов [115–119]. Поиск аналогичных резонансных структур в системе $\chi_{c1} p$ может способствовать подтверждению или опровержению резонансной природы наблюдаемых структур [115, 120]. Первый шаг в исследовании по данному направлению был сделан экспериментом LHCb в работе по обнаружению распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$ и измерению отношений парциальных ширин между этими распадами и распадом $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ [77]. Исследование распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ открывает доступ как к исследованию системы $\chi_{c1} p$, представляющей интерес с точки зрения возможного вклада от пентакварковых состояний, так и к исследованию системы $\chi_{c1} \pi^-$, в которой предсказывается существование экзотических тетракварковых состояний [121]. При исследовании массового спектра комбинации $\chi_{c1} \pi^-$ в канале $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ \pi^-$ экспериментом Belle были обнаружены узкие структуры, потенциально свидетельствующие о существовании соответствующих чармониевых резонансов [122]. Однако существование данных структур не было подтверждено экспериментом BaBar [123], что делает особенно интересной задачу исследования спектров массы $\chi_{c1} \pi^-$ комбинации в эксперименте LHCb.

Измерения отношений парциальных ширин распадов $B \rightarrow \chi_{c2} K^{(*)}$ и $B \rightarrow \chi_{c1} K^{(*)}$ показывают значительное подавление моды распада через

χ_{c2} мезон по сравнению с аналогичным распадом через χ_{c1} мезон [122, 124, 125]. Данные результаты согласуются с предсказанием в рамках подхода факторизации [126], при этом подавление становится менее явным в случае, когда увеличивается число частиц в конечном состоянии [127]. Например, в эксперименте LHCb было измерено отношение парциальных ширин $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}) / \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}) = (17,1 \pm 5,4) \times 10^{-2}$ [125]. Измеренное отношение парциальных ширин между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ составило $1,02 \pm 0,11$ [77], что показывает практически полное отсутствие подавления моды через χ_{c2} мезон по сравнению с распадом через χ_{c1} мезон. Такой результат является аргументом в пользу развития метода факторизации для описания распадов Λ_b^0 барионов, содержащих чармоний в конечном состоянии, чему будет способствовать измерение аналогичных отношений парциальных ширин между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$.

В настоящей главе описывается поиск и исследование распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$. В качестве нормировочных каналов использовались близкие по топологии и кинематике распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$. Для восстановления χ_{c1} и χ_{c2} мезонов использовались моды распада в конечное состояние $J/\psi \gamma$, а J/ψ мезоны реконструировались по моде распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В работе использовались данные, набранные экспериментом LHCb в сеансе 2 (2015 - 2018 гг.) при энергии pp столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и соответствующие интегральной светимости 6 фб^{-1} . Отношения парциальных ширин измерялись по формулам:

$$R_{\pi/K}^{\chi_{c1}} \equiv \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-)} = \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}} \times \frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}}, \quad (9)$$

$$R_{2/1}^{\pi} \equiv \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-)} = \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}} \times \frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-}} \times \frac{\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma)}{\mathcal{B}(\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma)}, \quad (10)$$

$$R_{2/1}^K \equiv \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-)} = \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}} \times \frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-}} \times \frac{\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma)}{\mathcal{B}(\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma)}, \quad (11)$$

где N — число событий, ε — полная эффективность восстановления распада, а $\mathcal{B}(\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma)$ — номинальные значения парциальных ширин [85] (здесь и далее символ χ_{cJ} используется для совместного обозначения состояний χ_{c1} и χ_{c2}). Также проверялось наличие вклада от резонансных состояний в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$, для чего изучались спектры масс $\chi_{c1} p$, $\chi_{c1} \pi^-$ и $p \pi^-$ комбинаций.

3.1 Отбор сигнальных событий

Распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ реконструировались с использованием канала $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$, где J/ψ мезон восстанавливался по моде распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В целях уменьшения систематической погрешности при измерении отношения парциальных ширин критерии отбора выбирались максимально близкими для всех распадов. Для анализа использовались только те события, которые прошли отбор на уровне триггерной системы, благодаря наличию в них сигнального J/ψ кандидата. В качестве начальных критериев отбора были взяты критерии, которые применялись в работах [77, 125], после чего ограничения были несколько смягчены. Были устранены вклады от распадов B_s^0 , B^+ и ϕ мезонов, Λ барионов, а также от распадов Λ_b^0 барионов, отличных от исследуемых $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и нормировочных $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ каналов. Подавление комбинаторного фона осуществлялось с применением метода машинного обучения, реализованного с использованием классификатора на основе ускоренного дерева решений (BDT) [128]. Список критериев предварительного отбора представлен в таблицах 11 и 12.

При реконструкции распадов использовались треки хорошего качества. Для этого требовалось, чтобы параметр χ^2 аппроксимации траектории, деленный на число степеней свободы ndf , удовлетворял соотношению $\chi_{tr}^2/ndf < 4$. Кроме того, требовалось, чтобы расстояние Кульбака-Лейблера Δ^{KL} , которое вычислялось по отношению к каждому из реконструированных треков в событии, было более 5000, что обеспечивало подавление ложных треков на стадии их реконструкции [83]. Для дальнейшего подавления фона применялось ограничение на параметр нейронной сети, натренированной для отбора истинных треков, $\mathcal{P}_{fake} > 0,5$. Подавление вклада от треков из первичной вершины pp столкновений достигалось путем наложения ограничения $\chi_{IP}^2 > 4$, где параметр χ_{IP}^2 определялся как разница между параметрами χ^2 аппроксимации первичной вершины с учетом и без учета данного трека.

Идентификация треков как мюонных, пионных, каонных и протонных кандидатов осуществлялась по комбинированной информации от детекторов колец черенковского излучения RICH, калориметрической и мюонной систем. Для того, чтобы пионы и каоны (протоны) были хорошо идентифицированы, требовалось, чтобы их импульс лежал в диапазоне между 3,2 (10) и 150 ГэВ/с.

Таблица 11 — Критерии предварительного отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$
и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$

Параметр	Ограничение
χ_{tr}^2/ndf	< 4
Δ^{KL}	> 5000
$\mathcal{P}_{fake}$	$< 0,5$
χ_{IP}^2	> 4
$p_T(\mu^\pm)$	$> 550 \text{ МэВ}/c$
$\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi}$	> 0
$m(J/\psi)$	$\in [3020; 3135] \text{ МэВ}/c^2$
$p_T(J/\psi)$	$> 2 \text{ ГэВ}/c$
$\chi_{vtx}^2/ndf(J/\psi)$	< 20
$\text{DLS}_{J/\psi}$	> 3
$p_T(\gamma)$	$> 400 \text{ МэВ}/c$
$\text{CL}(\gamma)$	$> 0,03$
$ m(\gamma\gamma_{\text{доп}}) - m(\pi^0) $	$> 25 \text{ МэВ}/c^2$
$m(\chi_{cJ}) - m(J/\psi)$	$< 650 \text{ МэВ}/c^2$
$m(\chi_{cJ})$	$\in [3400; 3700] \text{ МэВ}/c^2$
$p_T(\pi^-)$	$> 200 \text{ МэВ}/c$
$p(\pi^-)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}_\pi(\pi^-)$	$> 0,1$
$p_T(K)$	$> 500 \text{ МэВ}/c$
$p(K)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}_K(K^-)$	$> 0,1$
$p_T(p)$	$> 900 \text{ МэВ}/c$
$p(p)$	$\in [10; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}_p(p)$	$> 0,1$
$\text{ProbNN}_K(p)$	$< 0,7$
$ct(\Lambda_b^0)$	$> 0,1 \text{ мм}$
$\chi_{vtx}^2/ndf(\Lambda_b^0)$	< 10
$\chi_{DTF}^2/ndf(\Lambda_b^0)$	< 9
$\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$	< 9

Поперечный импульс пионов, каонов, протонов и мюонов был больше 200, 200, 500 и 550 МэВ/с, соответственно. Высокий уровень идентификации мюонов обеспечивался ограничением на разницу логарифмов правдоподобия мюонной и пионной гипотез $\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi} > 0$. Высокий уровень идентификации заряженных адронов достигался применением ограничений на параметры нейронных сетей, натренированных для отбора пионов, каонов и протонов (ProbNN_h , где h — тип заряженного адрона). Для пионных, каонных и протонных кандидатов требовалось, чтобы параметры соответствующих нейронных сетей удовлетворяли условиям $\text{ProbNN}_\pi > 0,1$, $\text{ProbNN}_K > 0,1$ и $\text{ProbNN}_p > 0,1$, соответственно. Для протонных кандидатов требовалось дополнительное условие, чтобы параметр нейронной сети, натренированной для отбора каонов, удовлетворял ограничению $\text{ProbNN}_K < 0,7$.

Пары противоположно заряженных мюонных кандидатов формировали J/ψ мезон. Хорошее качество общей вершины двух мюонов обеспечивалось требованием на параметр χ^2 аппроксимации вершины, деленный на число степеней свободы, $\chi^2_{\text{vtx}}/ndf < 20$. Требовалось, чтобы масса комбинации такой пары мюонов была в интервале от 3020 до 3135 МэВ/с². Для подавления комбинаторного фона от частиц, родившихся в первичной вершине pp столкновений, требовалось, чтобы значимость в определении расстояния между вершиной двух мюонов и первичной вершиной $\text{DLS}_{J/\psi}$ была больше трех.

Отобранные J/ψ кандидаты объединялись с фотоном, чтобы сформировать χ_{cJ} кандидат. Поперечная энергия фотонов была больше 400 МэВ/с². Для подавления вклада от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ требовалось, чтобы инвариантная масса фотона и любого другого фотона в событии не попадала в интервал ± 25 МэВ/с² от номинальной массы π^0 мезона [85]. Высокий уровень идентификации фотона достигался применением ограничения на параметр нейронной сети, натренированной для отбора фотонов среди кластеров в электромагнитном калориметре: $\text{CL} > 0,03$. Требовалось, чтобы масса комбинации $J/\psi \gamma$ была в интервале от 3400 до 3700 МэВ/с², а разница масс между χ_{cJ} и J/ψ кандидатами была меньше 650 МэВ/с².

Чтобы сформировать Λ_b^0 кандидат, отобранные χ_{cJ} кандидаты объединялись с протоном и либо отрицательно заряженным пионом в случае исследуемых каналов, либо отрицательно заряженным каоном в случае нормировочных каналов. Каждый Λ_b^0 кандидат соотносился с первичной вершиной, по отношению к которой значение параметра $\chi^2_{IP}(\Lambda_b^0)$ было наименьшим.

Параметр $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$ определялся как разность параметров аппроксимации χ^2 , полученных в результате подгонки первичной вершины с учетом Λ_b^0 кандидата и без него. Качество вершины распада Λ_b^0 бариона обеспечивалось требованием, чтобы параметр χ^2 аппроксимации вершины, деленный на число степеней свободы, удовлетворял условию $\chi_{vtx}^2/ndf < 10$. Кроме того, применялось ограничение на расстояние пролета Λ_b^0 кандидата $ct(\Lambda_b^0) > 0,1$ мм. Также требовалось, чтобы Λ_b^0 кандидат имел направление из первичной вершины, что достигалось путем наложения ограничения $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0) < 9$. Затем осуществлялась кинематическая аппроксимация дерева распада [84], при которой для каждого Λ_b^0 кандидата дерево распада заново аппроксимировалось с учетом треков частиц в конечном состоянии, положения вершины распада и первичной вершины. При осуществлении такой аппроксимации накладывались дополнительные условия: инвариантная масса двух мюонов была равна номинальному значению массы J/ψ мезона [85], а направление вектора суммы импульсов частиц в конечном состоянии совпадало с направлением из первичной вершины в вершину распада Λ_b^0 бариона. Требовалось, чтобы параметр χ^2 такой аппроксимации, деленный на число степеней свободы, был меньше девяти.

Для улучшения разрешения по инвариантной массе Λ_b^0 кандидата осуществлялась еще одна кинематическая аппроксимация дерева распада [84]. При осуществлении такой аппроксимации накладывались дополнительные условия: инвариантная масса двух мюонов была равна номинальному значению массы J/ψ мезона, масса $J/\psi\gamma$ комбинации фиксирована к номинальному значению массы χ_{c1} мезона [85], а направление вектора суммы импульсов частиц в конечном состоянии совпадало с направлением из первичной вершины в вершину распада Λ_b^0 бариона. Распределения массы Λ_b^0 кандидата, полученной в результате такой аппроксимации, использовались для определения числа сигнальных событий.

В канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ для подавления вклада от распадов B^0 мезонов в конечное состояние $\chi_{c1} K^+ \pi^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного кандидата. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5260 до 5300 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов $\bar{B}^0$ мезонов в конечное состояние $J/\psi K^+ \pi^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, а к частицам в конечном состоянии был добавлен

случайный фотон в событии, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного кандидата и без учета фотона. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5260 до 5300 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов Λ_b^0 барионов в конечное состояние $J/\psi p K^-$, где отрицательно заряженный каон был ложно идентифицирован как пион, а к частицам в конечном состоянии был добавлен случайный фотон в событии, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для пионного кандидата и без учета фотона. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5605 до 5635 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов Λ_b^0 барионов в конечное состояние $J/\psi p \pi^-$, где при правильной идентификации всех заряженных адронов к частицам в конечном состоянии был добавлен случайный фотон в событии, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную без учета фотона. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5605 до 5635 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов ϕ мезонов в конечное состояние $K^+ K^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, а отрицательно заряженный каон ложно идентифицирован как пион, применялось ограничение на массу комбинации $p \pi^-$, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного и для пионного кандидатов. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 1015 до 1025 МэВ/ c^2 . Для уменьшения вклада от распадов Λ барионов в конечное состояние $p \pi^-$, требовалось, чтобы масса комбинации $p \pi^-$ не попадала в интервал от 1110 до 1120 МэВ/ c^2 .

В канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ для подавления вклада от распадов $\bar{B}^0$ мезонов в конечное состояние $\chi_{c1} \pi^+ K^-$, где положительно заряженный пион был ложно идентифицирован как протон, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с пионной массовой гипотезой для протонного кандидата. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5270 до 5290 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов B_s^0 мезонов в конечное состояние $J/\psi K^+ K^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, а к частицам в конечном состоянии был добавлен случайный фотон в событии, применялось ограничение на массу Λ_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного кандидата и без учета фотона. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в

интервал от 5352 до 5382 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов $\bar{A}_b^0$ барионов в конечное состояние $J/\psi K^+ \bar{p}$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, антипротон ложно идентифицирован как каон, а к частицам в конечном состоянии был добавлен случайный фотон в событии, применялось ограничение на массу A_b^0 кандидата, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного кандидата, протонной — для каонного кандидата и без учета фотона. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5605 до 5635 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов $\bar{B}^0$ мезонов в конечное состояние $J/\psi \pi^+ K^-$, где положительно заряженный пион был ложно идентифицирован как протон, а к частицам в конечном состоянии был добавлен случайный фотон в событии, применялось ограничение на массу A_b^0 кандидата, вычисленную с пионной массовой гипотезой для протонного кандидата и без учета фотона. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5270 до 5290 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов A_b^0 барионов в конечное состояние $J/\psi p K^-$, где при правильной идентификации всех заряженных адронов к частицам в конечном состоянии был добавлен случайный фотон в событии, применялось ограничение на массу A_b^0 кандидата, вычисленную без учета фотона. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 5605 до 5635 МэВ/ c^2 . Для подавления вклада от распадов ϕ мезонов в конечное состояние $K^+ K^-$, где положительно заряженный каон был ложно идентифицирован как протон, применялось ограничение на массу комбинации $p K^-$, вычисленную с каонной массовой гипотезой для протонного кандидата. Требовалось, чтобы значение такой массы не попадало в интервал от 1010 до 1030 МэВ/ c^2 .

Дальнейшее подавление комбинаторного фона осуществлялось применением требования к выходной переменной классификатора BDT. Тренировка алгоритма классификации выполнялась на основе двух наборов данных. В качестве примера сигнальных событий использовались данные математического моделирования МК. В качестве примера фоновых событий использовались экспериментальные данные, для которых масса A_b^0 кандидата находилась в интервале от 5650 до 6000 МэВ/ c^2 , то есть была значительно выше номинальной массы A_b^0 бариона [85]. Для отбора A_b^0 кандидатов в исследуемых $A_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и нормировочных $A_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ каналах применялось два отдельных классификатора BDT, поскольку распады отличаются типом заряженного мезона в

Таблица 12 — Критерии отбора для подавления вкладов от распадов B_s^0 , B^+ и ϕ мезонов, Λ барионов, а также от распадов Λ_b^0 барионов, отличных от распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$

Параметр	Ограничение, МэВ/ c^2	Канал, вклад от которого подавляется
$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$		
$m(K_p^+ K_\pi^-)$	$\notin [1015, 1025]$	$\phi \rightarrow K^+ K^-$
$m(\chi_{c1} K_p^+ \pi^-)$	$\notin [5260, 5300]$	$B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ \pi^-$
$m(J/\psi \pi_p^+ K_\pi^-)$	$\notin [5260, 5300]$	$\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$
$m(J/\psi p K_\pi^-)$	$\notin [5605, 5635]$	$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$
$m(J/\psi p \pi^-)$	$\notin [5605, 5635]$	$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$
$m(p \pi^-)$	$\notin [1112, 1118]$	$\Lambda \rightarrow p \pi^-$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$		
$m(K_p^+ K^-)$	$\notin [1010, 1030]$	$\phi \rightarrow K^+ K^-$
$m(\chi_{c1} \pi_p^+ K^-)$	$\notin [5270, 5290]$	$\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$
$m(J/\psi K_p^+ K^-)$	$\notin [5352, 5382]$	$B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$
$m(J/\psi K_p^+ \bar{p}_K)$	$\notin [5605, 5635]$	$\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow J/\psi K^+ \bar{p}$
$m(J/\psi \pi_p^+ K^-)$	$\notin [5270, 5290]$	$\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ K^-$
$m(J/\psi p K^-)$	$\notin [5605, 5635]$	$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$

конечном состоянии. Для фонового образца данных применялся метод скользящего контроля [129], в котором отобранные кандидаты разбивались на семь наборов данных. В рамках данного метода проводилась тренировка семи алгоритмов классификации, каждый из которых тренировался с использованием шести из этих наборов данных, а выходной параметр классификатора BDT вычислялся для событий из оставшегося седьмого набора. Благодаря применению этого метода в процедуре тренировки классификатора BDT использовалось около 85 % данных от общей выборки. Как описано в разделе 3.5.1, образцы математического моделирования были скорректированы для правильного описания переменных идентификации адронов, для учета актуального значения собственного времени жизни Λ_b^0 бариона, кинематических спектров Λ_b^0 бариона и резонансной структуры в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$, а также были применены поправки к эффективности реконструкции заряженных треков [90]. Оптимальные ограничения на выходные переменные классификаторов BDT определялись в

результате максимизации величины $S_0 \times \varepsilon_t / \sqrt{S_0 \times \varepsilon_t + B_t}$, где ε_t — эффективность классификатора BDT, вычисленная с помощью данных математического моделирования МК, S_0 — число сигнальных событий в данных при слабом ограничении на выходные переменные классификаторов BDT, а B_t — количество фоновых событий в области наблюдаемого сигнала. Оптимальные ограничения на выходные переменные классификаторов BDT составили $t > 0,985$ для исследуемых каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $t > 0,6$ для нормировочных каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$.

После наложения ограничения на выходные переменные классификаторов BDT около 6 % событий с $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ кандидатами в массовом диапазоне $5,4 < m_{\chi_{c1} p \pi^-} < 5,8$ ГэВ/ c^2 и 13 % событий с $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ кандидатами в массовом диапазоне $5,3 < m_{\chi_{c1} p K^-} < 5,8$ ГэВ/ c^2 содержали более одного Λ_b^0 кандидата в событии. Такие множественные кандидаты в основном обусловлены комбинацией того же набора частиц $J/\psi p \pi^-$ или $J/\psi p K^-$ с другим фотоном в событии. С использованием данных математического моделирования МК было установлено, что случайные фотоны обуславливающие множественные кандидаты в основном имели меньшую поперечную энергию по сравнению с фотонами из распада Λ_b^0 бариона. Поэтому, для дальнейшего анализа в каждом событии выбирался только один Λ_b^0 кандидат с наибольшим значением поперечной энергии фотона.

3.2 Модель аппроксимации

Для определения количества сигнальных событий осуществлялась аппроксимация распределения инвариантной массы отобранных Λ_b^0 кандидатов. Функция аппроксимации состояла из трех компонентов: двух сигнальных для распадов через χ_{c1} и χ_{c2} резонансы и одного фонового. Каждый из сигнальных компонентов описывался суммой двух модифицированных функций Гаусса [86]:

$$S(m) = f \times CBLS(m; M, \sigma_L, \alpha_L, n_L) + (1 - f) \times CBRS(m; M, \sigma_R, \alpha_R, n_R),$$

где модифицированные функции Гаусса $CBL S$ и $CBR S$ определялись выражениями:

$$CBL S(m; M, \sigma_L, \alpha_L, n_L) = \begin{cases} A_L (B_L - \frac{m-M}{\sigma_L})^{-n_L} & , \frac{m-M}{\sigma_L} < -\alpha_L \\ e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma_L^2}} & , -\alpha_L \leq \frac{m-M}{\sigma_L} \end{cases},$$

$$CBRS(m; M, \sigma_R, \alpha_R, n_R) = \begin{cases} e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma_R^2}} & , \frac{m-M}{\sigma_R} \leq \alpha_R \\ A_R (B_R - \frac{m-M}{\sigma_R})^{-n_R} & , \frac{m-M}{\sigma_R} > \alpha_R \end{cases},$$

где $A_i = \left(\frac{n_i}{\alpha_i}\right)^{n_i} \cdot e^{-\frac{\alpha_i^2}{2}}$, $B_i = \frac{n_i}{\alpha_i} - \alpha_i$, M — положение пика, σ_i — ширины модифицированных функций Гаусса, параметры α_i и n_i определяют степень отклонения от функции Гаусса на краях распределения, а параметр f отражает долю сигнала, приходящуюся на модифицированную функцию Гаусса $CBL S$. Фоновый компонент в исследуемых каналах описывался произведением экспоненциальной функции на многочлен первой степени: $B(m) = Exp(m) \times Poly_1(m)$, в нормировочных каналах использовался многочлен третьей степени с неположительной второй производной: $B(m) = Poly_3(m)$. В модели аппроксимации для нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ присутствовал еще один компонент, соответствующий пикирующемуся фону, он описывался функцией Гаусса: $B_P(m) = Gauss(m)$. В итоге функция аппроксимации в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ задавалась формулой:

$$f(m_{\Lambda_b^0}) = N_{\chi_{c1}} \times S_{\chi_{c1}}(m_{\Lambda_b^0}) + N_{\chi_{c2}} \times S_{\chi_{c2}}(m_{\Lambda_b^0}) + N_B \times B(m_{\Lambda_b^0}),$$

а в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ — формулой:

$$f(m_{\Lambda_b^0}) = N_{\chi_{c1}} \times S_{\chi_{c1}}(m_{\Lambda_b^0}) + N_{\chi_{c2}} \times S_{\chi_{c2}}(m_{\Lambda_b^0}) + N_B \times B(m_{\Lambda_b^0}) + N_P \times B_P(m_{\Lambda_b^0}),$$

где $m_{\Lambda_b^0}$ — значение массы Λ_b^0 кандидата, параметры $N_{\chi_{c1}}$ и $N_{\chi_{c2}}$ — числа событий в сигнальных компонентах, соответствующих распадам через χ_{c1} и χ_{c2} мезоны, а параметры N_B и N_P — числа событий в компонентах, соответствующих комбинаторному и пикирующемуся фону, соответственно. Функции $CBL S$, $CBRS$, $Exp \times Poly_1$ и $Poly_3$ нормированы на единицу в интервале, на котором осуществлялась аппроксимация.

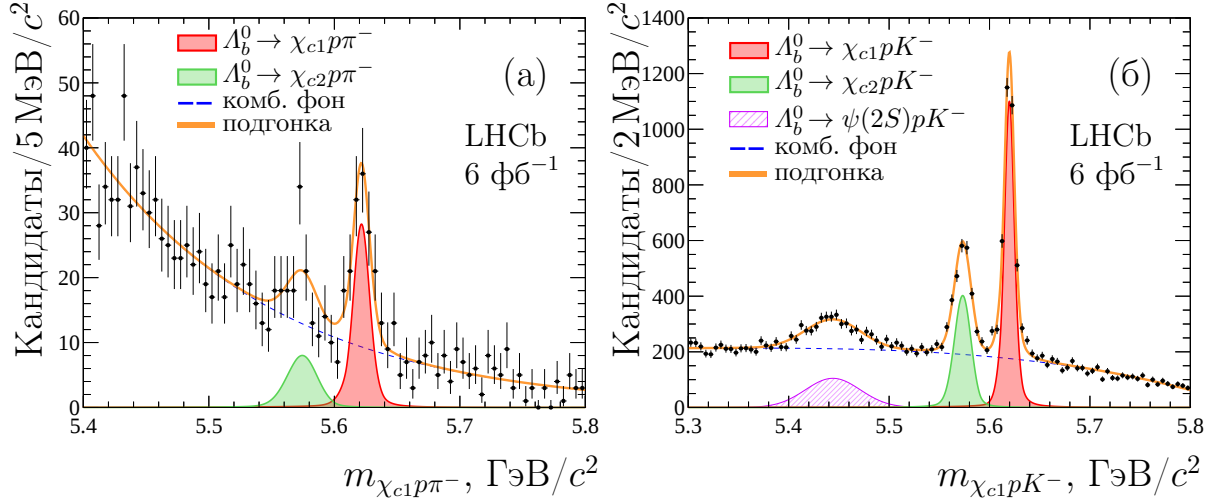


Рисунок 20 — Распределение инвариантной массы отобранных Λ_b^0 кандидатов в исследуемых $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ (а) и нормировочных $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ (б) каналах

3.3 Определение числа сигнальных событий

Распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов представлены на рисунке 20 (а) и (б) для каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$, соответственно. При вычислении значения массы Λ_b^0 кандидатов применялось условие: масса комбинации $J/\psi \gamma$ равняется номинальной массе χ_{c1} мезона. Поэтому пик со средним значением вблизи номинальной массы Λ_b^0 бариона соответствует распаду через χ_{c1} резонанс, в то время как пик от распада через χ_{c2} резонанс сдвинут в область меньшего значения массы. На рисунке 20 (б) также виден широкий пик в левой части спектра, он соответствует частично реконструированным распадам Λ_b^0 бариона, таким как $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ с последующими распадами $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi \pi$, $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \eta$ или $\psi(2S) \rightarrow (\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma) \gamma$. Для распределений массы Λ_b^0 кандидатов была проведена аппроксимация небинированным методом максимального правдоподобия с использованием функций, описанных в разделе 3.2. При этом параметры α_L , α_R , n_L , n_R , f , а также отношение ширин σ_L/σ_R были зафиксированы к значениям, полученным в результате аппроксимации данных математического моделирования МК. Поскольку в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$ число событий невелико, в модели аппроксимации для исследуемых каналов аналогичным образом были зафиксированы разница в положении пиков и отношение ширин пиков от распадов через χ_{c1} и χ_{c2} мезоны. Результаты аппроксимации представлены на рисунке 20, а численные результаты приведены в таблице 13.

Таблица 13 — Числа сигнальных событий (N), положения пиков (M) и разрешения по массе (σ), полученные в результате аппроксимации распределений массы Λ_b^0 кандидатов в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$.

Указаны только статистические погрешности

Параметр	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$
$N_{\chi_{c1}}$	121 ± 13	3133 ± 75
$N_{\chi_{c2}}$	51 ± 16	1766 ± 71
$M_{\chi_{c1}}, \text{ МэВ}/c^2$	$5621,6 \pm 1,1$	$5619,76 \pm 0,14$
$M_{\chi_{c2}}, \text{ МэВ}/c^2$	$M_{\chi_{c1}} - (M_{\chi_{c1}} - M_{\chi_{c2}})_{MK}$	$5573,37 \pm 0,34$
$\sigma_{\chi_{c1}}, \text{ МэВ}/c^2$	$5,84 \pm 0,86$	$4,09 \pm 0,12$
$\sigma_{\chi_{c2}}, \text{ МэВ}/c^2$	$\sigma_{\chi_{c1}} \times (\sigma_{\chi_{c2}}/\sigma_{\chi_{c1}})_{MK}$	$8,29 \pm 0,36$

Количество сигнальных событий в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$ составило 105 ± 16 и 51 ± 16 , а статистическая значимость наблюдаемого сигнала — 9,6 и 3,8 стандартных отклонений, соответственно. Наблюдаемое количество сигнальных событий в нормировочных распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$ составило 3133 ± 75 и 1766 ± 71 , соответственно. Таким образом, отношения чисел событий получились:

$$\begin{aligned} \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}} &= (3,351 \pm 0,516) \times 10^{-2}, \\ \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}} &= 0,486 \pm 0,169, \\ \frac{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-}}{N_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}} &= 0,564 \pm 0,026, \end{aligned}$$

где приведены только статистические погрешности. С помощью техники вычитания контрольных интервалов [87], где в качестве дискриминирующей переменной использовалась масса Λ_b^0 кандидата, были получены распределения массы комбинаций $J/\psi \gamma$ для сигнальных компонентов в исследуемых и нормировочных каналах. Эти распределения, представленные на рисунке 21, иллюстрируют, что указанные распады действительно происходили через промежуточные χ_{c1} и χ_{c2} резонансы.

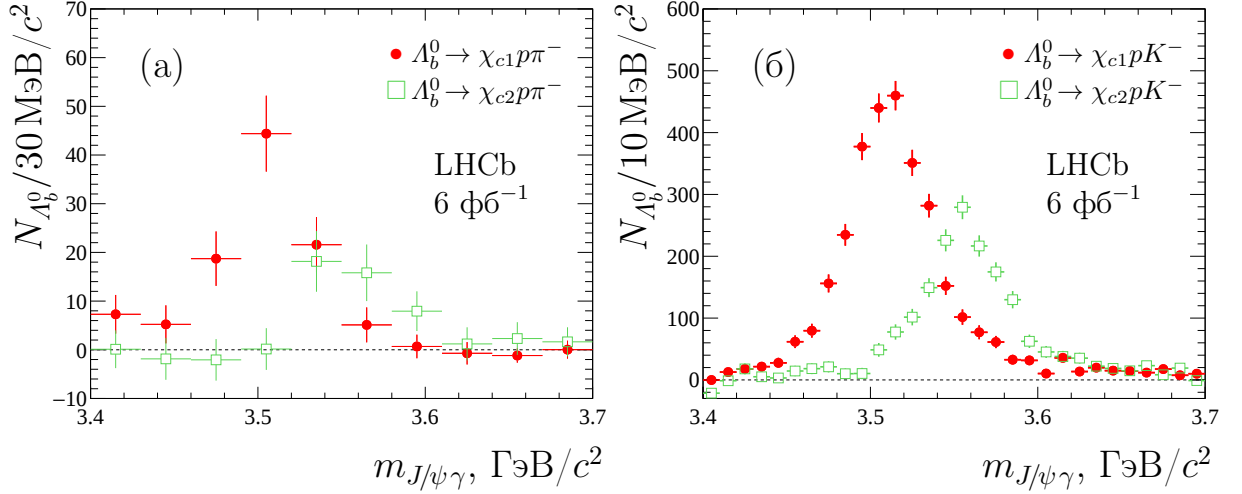


Рисунок 21 — Распределения инвариантной массы комбинации $J/\psi\gamma$ для сигнальных событий в каналах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ (а) и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ (б), полученные с помощью техники вычитания контрольных интервалов

3.4 Изучение резонансной структуры в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$

Распределения инвариантной массы комбинаций $\chi_{c1} p$, $\chi_{c1} \pi^-$ и $p \pi^-$ в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ были получены с помощью техники вычитания контрольных интервалов [87], для которой в качестве дискриминирующей переменной использовалась масса Λ_b^0 кандидата. Спектры масс указанных комбинаций сравнивались с аналогичными распределениями данных математического моделирования МК (см. рисунок 22), при получении которых не были учтены возможные промежуточные резонансы в указанных двухчастичных системах. Распределения экспериментальных данных и данных математического моделирования согласовались в рамках статистических неопределенностей. При данном количестве событий не было обнаружено вклада от резонансных состояний. Дальнейшие исследования большего количества данных будут способствовать более подробному изучению структуры распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$.

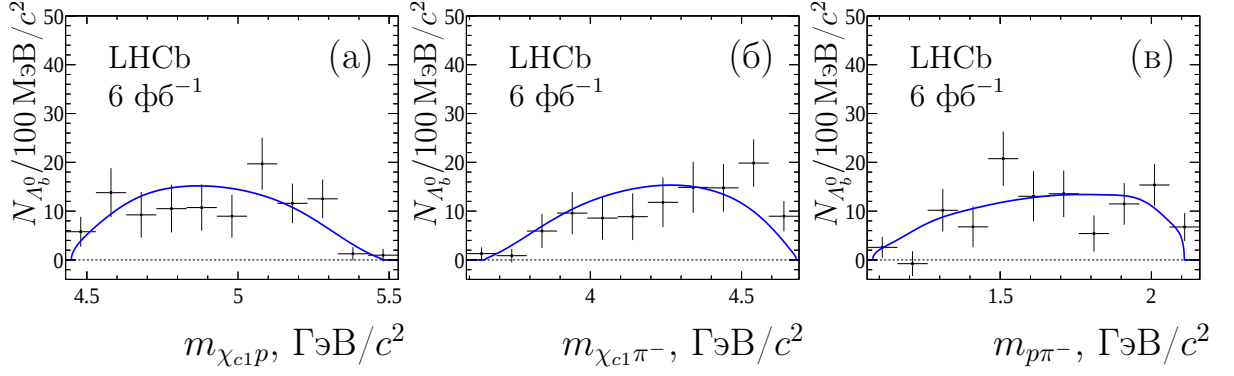


Рисунок 22 — Распределения инвариантной массы комбинаций $\chi_{c1}p$ (а), $\chi_{c1}\pi^-$ (б) и $p\pi^-$ (в) в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$. Точками с погрешностями представлены распределения экспериментальных данных, синей линией — распределения данных математического моделирования МК

3.5 Оценка эффективностей восстановления распадов

Полная эффективность восстановления распада (ε^{tot}) вычислялась как произведение геометрической эффективности детектора (ε^{geom}), эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$), эффективности триггера (ε^{trig}), а также поправки к эффективности реконструкции треков (f^{tr}):

$$\varepsilon^{tot} = \varepsilon^{geom} \times \varepsilon^{rec\&sel} \times \varepsilon^{trig} \times f^{tr}. \quad (12)$$

Эффективности вычислялись по отдельности для каждого периода набора данных, после чего усреднялись с учетом статистики, набранной за каждый период. В разделах 3.5.2-3.5.5 описывается вычисление различных эффективностей для каждого периода набора данных, а в разделе 3.5.6 приводится вычисление взвешенного среднего для эффективностей в каждом канале. Поправки к эффективности реконструкции треков вычислялись с использованием калибровочных данных, остальные эффективности вычислялись с помощью данных математического моделирования МК.

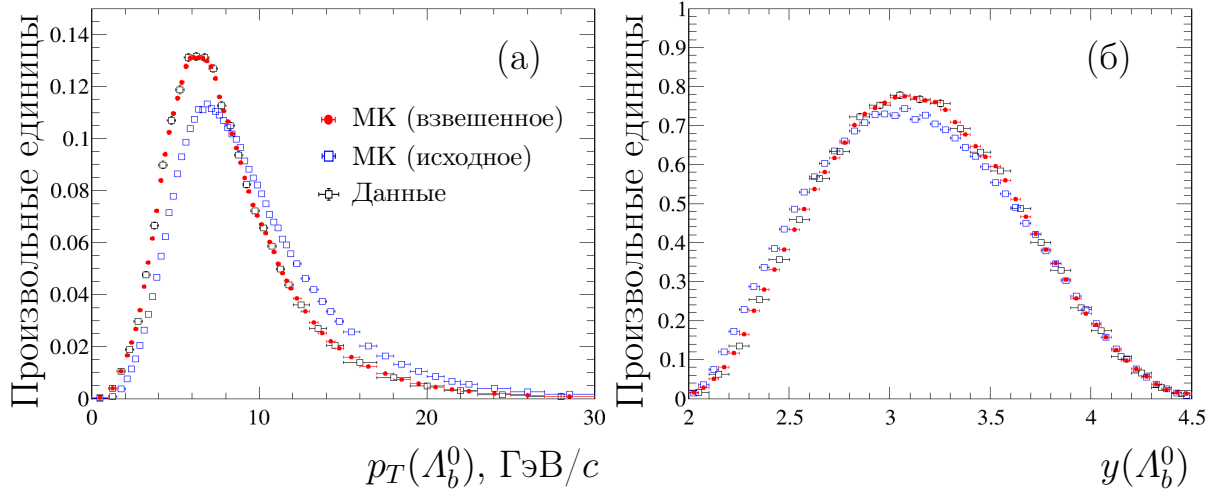


Рисунок 23 — Спектры кинематических параметров Λ_b^0 бариона в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$: распределение p_T (а) и y (б) для данных сеанса 2. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов

3.5.1 Коррекция математического моделирования

Перед вычислением эффективностей данные математического моделирования МК были приведены в согласие с экспериментальными данными. Сигналы в исследуемых и нормировочных каналах обладали малой статистикой в экспериментальных данных. Поэтому для сравнения данных математического моделирования и экспериментальных данных использовался статистически обеспеченный канал $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Такой распад близок по топологии и кинематике к исследуемым и нормировочным каналам. На рисунке 23 представлено сравнение распределений поперечного импульса и быстроты (y) Λ_b^0 барионов между экспериментальными данными и данными математического моделирования МК в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Распределения данных получались с помощью техники вычитания контрольных интервалов [87]. Из сравнения кинематических спектров были получены поправочные веса, которые использовались для коррекции данных математического моделирования МК распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$.

При получении данных математического моделирования МК использовалось значение собственного времени жизни Λ_b^0 бариона, которое отличалось

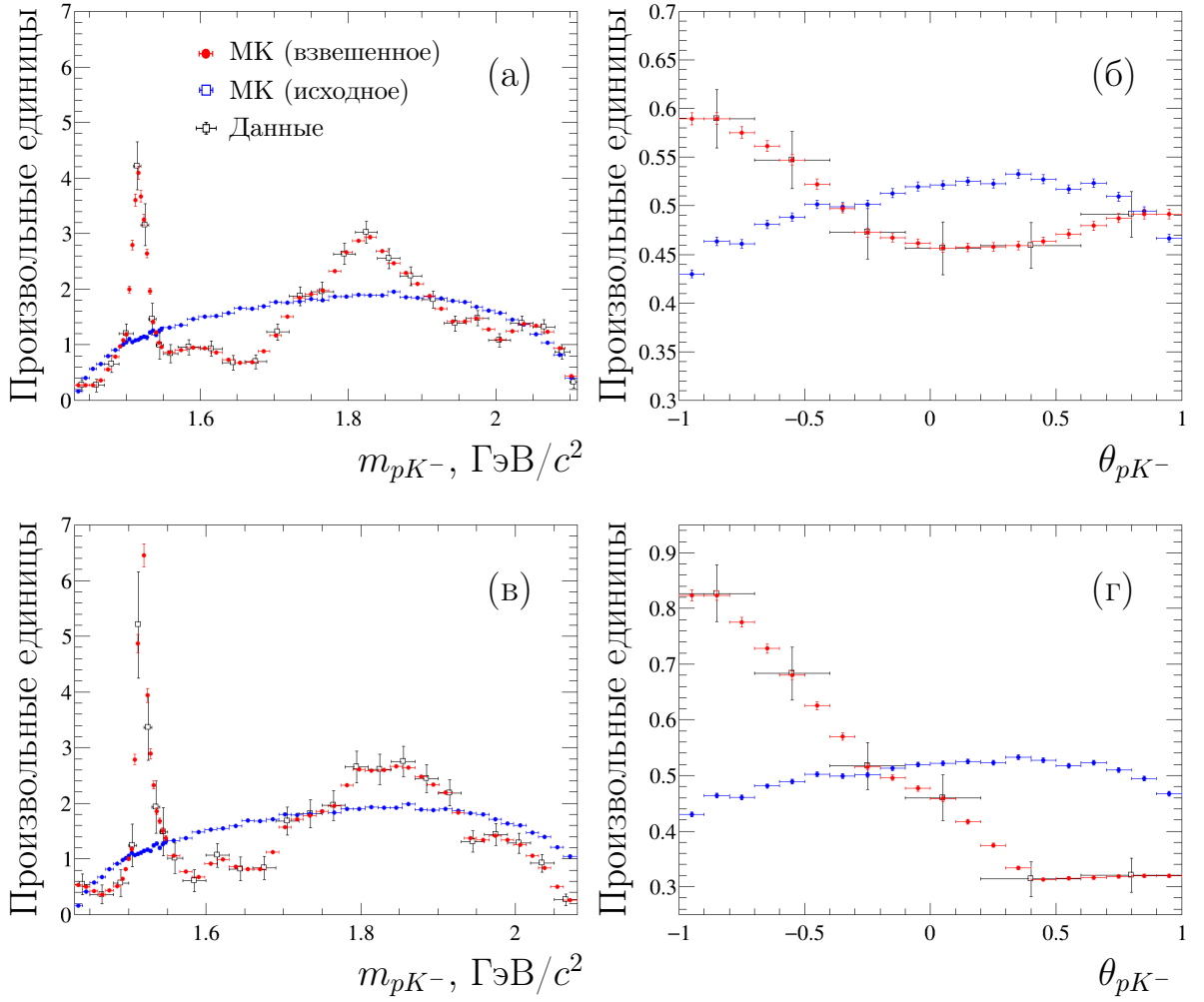


Рисунок 24 — Распределения параметров m_{pK^-} (а) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (б) в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$. Распределения параметров m_{pK^-} (в) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (г) в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов

от актуального мирового среднего [85]. Поэтому к каждому событию применялся вес, который вычислялся по формуле 3. После применения таких весов эффективное собственное время жизни Λ_b^0 бариона в данных математического моделирования стало соответствовать актуальному мировому среднему.

На рисунке 24 представлено сравнение распределений косинуса угла θ_{pK^-} и массы pK^- комбинации между экспериментальными данными и данными математического моделирования МК для каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$. Параметр θ_{pK^-} определялся как угол между вектором импульса отрицательно заряженного каона и Λ_b^0 бариона в системе покоя pK^- комбинации. Распределение

экспериментальных данных свидетельствует о наличии широкой резонансной структуры в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$, которая не была учтена при получении данных математического моделирования МК. Поэтому к данным математического моделирования распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ были применены поправки, приводящие распределения массы pK^- комбинации и косинуса угла θ_{pK^-} в согласие с экспериментальными данными.

Значения переменных идентификации заряженных адронов имеют неточности в данных математического моделирования МК. Поэтому переменные идентификации заменялись значениями, сгенерированными на основе распределений соответствующих переменных в калибровочных данных. В качестве калибровочных данных использовались данные о распадах с большой статистикой и низким уровнем фона: $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $D_s^+ \rightarrow (\phi \rightarrow K^+ K^-) \pi^+$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ [88, 89]. Значения переменных идентификации для каждого заряженного адрона в данных МК генерировались на основании его кинематических параметров и суммарного числа треков в событии. Использование нескольких разных калибровочных распадов обуславливалось необходимостью покрытия разных кинематических областей.

3.5.2 Эффективность геометрического аксептанса детектора

Геометрическая эффективность обусловлена конструкцией детектора ЛНСб, который предназначен для работы только в передней области. Частицы с псевдобыстротой вне диапазона от 2 до 5 не попадают в рабочую область детектора и не регистрируются. Для вычисления геометрической эффективности использовались данные математического моделирования МК. Полученные значения эффективностей представлены в таблице 14. Близость полученных значений геометрической эффективности обусловлена сходством топологии и кинематики каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$.

Таблица 14 — Эффективности геометрического аксептанса детектора (ε^{geom}).

Указаны только статистические погрешности

Эффективность, %

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$
2015	$3,781 \pm 0,009$	$4,060 \pm 0,015$	$4,338 \pm 0,011$	$4,701 \pm 0,018$
2016	$3,785 \pm 0,009$	$4,061 \pm 0,011$	$4,345 \pm 0,011$	$4,695 \pm 0,013$
2017	$3,792 \pm 0,010$	$4,077 \pm 0,012$	$4,355 \pm 0,011$	$4,705 \pm 0,014$
2018	$3,795 \pm 0,010$	$4,078 \pm 0,012$	$4,350 \pm 0,011$	$4,694 \pm 0,014$

3.5.3 Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий

Для определения эффективности реконструкции и отбора событий использовались данные математического моделирования МК. Эффективность вычислялась как отношение взвешенной суммы событий до и после реконструкции и применения критериев отбора событий (кроме условий на триггер):

$$\varepsilon^{rec\&sel} = \frac{\sum_{Rec\&Sel} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}}{\sum_{до\ Rec\&Sel} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}}, \quad (13)$$

где $w_{c\tau(\Lambda_b^0)}$, $w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)}$ и $w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}$ — веса поправок к данным математического моделирования МК для учета актуального значения собственного времени жизни Λ_b^0 бариона, кинематических спектров Λ_b^0 бариона и резонансной структуры в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$, соответственно. Для исследуемых распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ последняя поправка не применялась, поэтому $w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}} \equiv 1$. Измеренные эффективности представлены в таблице 15. Уровень комбинаторного фона в каналах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ выше, чем в каналах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$, поэтому отбор с помощью классификатора BDT имеет меньшую эффективность для каналов с пионом по сравнению с каналами с каоном в конечном состоянии.

Таблица 15 — Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$).

Указаны только статистические погрешности

Эффективность, %

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$
2015	$2,059 \pm 0,019$	$1,766 \pm 0,032$	$3,504 \pm 0,028$	$3,003 \pm 0,060$
2016	$2,092 \pm 0,008$	$1,796 \pm 0,013$	$3,617 \pm 0,012$	$3,231 \pm 0,027$
2017	$2,156 \pm 0,010$	$1,808 \pm 0,016$	$3,653 \pm 0,016$	$3,266 \pm 0,035$
2018	$2,130 \pm 0,009$	$1,846 \pm 0,017$	$3,724 \pm 0,016$	$3,264 \pm 0,034$

Таблица 16 — Эффективности триггерной системы (ε^{trig}). Указаны только статистические погрешности

Эффективность, %

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$
2015	$83,45 \pm 0,35$	$83,05 \pm 0,72$	$82,57 \pm 0,32$	$81,44 \pm 0,79$
2016	$90,15 \pm 0,12$	$90,09 \pm 0,23$	$89,75 \pm 0,11$	$90,18 \pm 0,25$
2017	$92,56 \pm 0,12$	$92,85 \pm 0,24$	$92,02 \pm 0,12$	$91,57 \pm 0,33$
2018	$90,48 \pm 0,14$	$90,57 \pm 0,27$	$89,38 \pm 0,13$	$89,77 \pm 0,32$

3.5.4 Эффективность триггерной системы

Триггерная система эксперимента ЛНСб обеспечивает высокую эффективность отбора распадов прелестных частиц с парой противоположно заряженных мюонов в конечном состоянии. Для определения эффективности отбора событий на уровне триггерной системы использовались данные математического моделирования МК, удовлетворяющие всем критериям отбора. Эффективность вычислялась как отношение взвешенной суммы событий до и после применения условия на триггер:

$$\varepsilon^{trig} = \frac{\sum_{\text{после Rec\&Sel\&Trig}} w_{c\tau}(\Lambda_b^0) \times w_{pT\&y}(\Lambda_b^0) \times w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}}{\sum_{\text{после Rec\&Sel}} w_{c\tau}(\Lambda_b^0) \times w_{pT\&y}(\Lambda_b^0) \times w_{m_{pK^-}\&\theta_{pK^-}}} . \quad (14)$$

Измеренные эффективности представлены в таблице 16. Близость значений эффективности триггера между каналами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ обусловлена сходством кинематики мюонов в данных распадах.

Таблица 17 — Поправки к эффективности восстановления треков (f^{tr}).

Указаны только статистические погрешности

Поправочный коэффициент, 10^{-2}

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$
2015	$99,243 \pm 0,122$	$99,227 \pm 0,249$	$99,164 \pm 0,117$	$99,156 \pm 0,288$
2016	$98,056 \pm 0,075$	$98,055 \pm 0,152$	$98,363 \pm 0,063$	$98,375 \pm 0,152$
2017	$98,062 \pm 0,089$	$98,020 \pm 0,183$	$98,362 \pm 0,078$	$98,376 \pm 0,188$
2018	$98,074 \pm 0,090$	$98,045 \pm 0,182$	$98,345 \pm 0,078$	$98,378 \pm 0,190$

3.5.5 Поправки к эффективности восстановления треков

Поправки к эффективности восстановления треков получались с использованием калибровочных данных. Вероятности восстановления треков мюонов в распадах $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ сравнивались между экспериментальными данными и данными математического моделирования МК, из чего были получены поправочные коэффициенты. Поправка к эффективности восстановления трека определялась как функция его кинематических параметров. Итоговая поправка к эффективности восстановления трека вычислялась по формуле:

$$f^{tr} = \frac{\sum_{\text{после Rec\&Sel\&Trig}} f_p \times f_h \times w_{corr}}{\sum_{\text{после Rec\&Sel\&Trig}} w_{corr}}, \quad (15)$$

где f_p — поправка к эффективности восстановления треков протонов, f_h — поправка к эффективности восстановления треков пионов в случае исследуемых каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ или каонов в случае нормировочных каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$, а w_{corr} — произведение поправочных весов для учета актуального значения собственного времени жизни Λ_b^0 бариона, кинематических спектров Λ_b^0 бариона и резонансной структуры в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$. Измеренные значения поправок представлены в таблице 17.

Таблица 18 — Значения полных эффективностей (ε^{tot}). Указаны только статистические погрешности

	Эффективность, 10^{-4}			
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$
2015	$6,446 \pm 0,066$	$5,907 \pm 0,122$	$12,443 \pm 0,117$	$11,401 \pm 0,259$
2016	$7,002 \pm 0,033$	$6,443 \pm 0,055$	$13,873 \pm 0,061$	$13,458 \pm 0,125$
2017	$7,423 \pm 0,040$	$6,710 \pm 0,068$	$14,398 \pm 0,075$	$13,841 \pm 0,163$
2018	$7,172 \pm 0,039$	$6,684 \pm 0,068$	$14,241 \pm 0,073$	$13,530 \pm 0,156$

3.5.6 Отношение эффективностей

Полные эффективности для каждого периода набора данных, вычисленные по формуле 12 на основании результатов разделов 3.5.2-3.5.5, представлены в таблице 18. При оценке взвешенного среднего значения полной эффективности в каждом канале учитывалось различие в интегральной светимости между разными периодами набора данных. На протяжении сеанса 2 энергия pp столкновений, а следовательно, и сечение рождения $b\bar{b}$ пар в pp столкновениях, были постоянными. Итоговые значения отношений полных эффективностей получились:

$$\frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}} = 1,969 \pm 0,008, \quad (16)$$

$$\frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-}} = 1,088 \pm 0,007, \quad (17)$$

$$\frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-}}{\varepsilon_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-}} = 1,043 \pm 0,007, \quad (18)$$

где указана только статистическая погрешность. Основное отличие в эффективностях между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ заключается в разнице между эффективностями реконструкции и отбора (см. раздел 3.5.3), что обусловлено различным уровнем комбинаторного фона в этих каналах.

3.6 Систематические погрешности

Благодаря тому, что исследуемые распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ имеют близкую топологию и кинематику, большая часть систематических погрешностей сокращается при вычислении отношения парциальных ширин. К примеру, сокращается систематическая погрешность, обусловленная идентификацией и восстановлением фотонов, а также идентификацией мюонов и реконструкцией J/ψ мезонов. Вклады от несокращающихся источников систематических погрешностей представлены в таблице 19 и обсуждаются далее.

При определении числа сигнальных событий возникает неточность, связанная с выбором модели аппроксимации распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов. В качестве альтернативных моделей описания сигнала использовались различные функции, представляющие собой сумму модифицированных функций Гаусса, а также функции модифицированного распределения Стюдента [91]. В качестве альтернативной функции для описания фона в случае исследуемых каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ использовалось произведение экспоненциальной функции на многочлен второй степени, а в случае нормировочных каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ использовался многочлен четвертой степени с ненулевой второй производной. Поскольку число сигнальных событий в исследуемых каналах невелико, аппроксимация с помощью альтернативных моделей осуществлялась для распределений, полученных методом упрощенного моделирования (псевдоэксперимент). В каждом псевдоэксперименте распределения массы Λ_b^0 кандидатов разыгрывались случайным образом на основании модели, полученной в результате аппроксимации данных. Для всевозможных комбинаций альтернативных моделей сигнала и фона в каждом из каналов вычислялись отношения количества событий, присутствующие в формулах для вычисления величин $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$, $R_{2/1}^\pi$ и $R_{2/1}^K$ (см. формулы 9 - 11). Наибольшее отклонение в отношениях чисел сигнальных событий по сравнению со случаем основной модели аппроксимации составило 2,4, 3,7 и 3,7 %, что было взято в качестве значения вклада неточности модели подгонки в систематическую погрешность для величин $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$, $R_{2/1}^\pi$ и $R_{2/1}^K$, соответственно.

Для каждой альтернативной модели подгонки оценивалась статистическая значимость сигнала в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$. Наименьшее значение

Таблица 19 — Относительные систематические погрешности для отношения парциальных ширин $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$, $R_{2/1}^{\pi}$ и $R_{2/1}^K$. Значения полной систематической погрешности вычислялись как квадратный корень из суммы квадратов

вкладов отдельных источников

Источник	Погрешность, %, для		
	$R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$	$R_{2/1}^{\pi}$	$R_{2/1}^K$
Модель аппроксимации	2,4	3,7	3,7
Идентификация адронов	0,3		
Остальные поправки к данным МК	< 0,1	< 0,1	< 0,1
Триггер	1,1		
Критерии отбора	2,0		
Количество событий в данных МК	0,4	0,6	0,7
Суммарная погрешность	3,3	3,8	3,8

составило 3,5 стандартных отклонения, что было взято в качестве значимости наблюдения распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$ с учетом систематической неопределенности.

При определении отношения эффективностей возникают неточности, обусловленные несколькими факторами. Первым источником является выбор функции, описывающей распределение переменных идентификации заряженных адронов. На основании этой функции генерировались значения, использовавшиеся в данных математического моделирования МК (см. раздел 3.5.1). Чтобы оценить вклад такого источника погрешности, использовались альтернативные функции для описания распределений переменных идентификации. Максимальное отклонение в отношении эффективностей между каналами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ составило 0,3 %, что было взято в качестве оценки вклада соответствующего источника систематической погрешности величины $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$. Для отношений $R_{2/1}^{\pi}$ и $R_{2/1}^K$ систематическая погрешность от данного источника пренебрежимо мала, поскольку влияние такой погрешности скоррелировано между эффективностями в модах распада через χ_{c1} и χ_{c2} мезоны. Влияние неточности в описании эффективности триггерной системы для данных математического моделирования МК оценивалось с использованием распадов B^+ мезонов с высокой статистикой. Для распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, где J/ψ мезон восстанавливался по моде $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, разница в эффективности отбора на уровне триггерной системы между данными математического моделирования МК и экспериментальными данными составила 1,1 % [92]. Это значение было взято в

качестве систематической погрешности определения отношения эффективностей триггерной системы для вычисления величины $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$. Для величин $R_{2/1}^{\pi}$ и $R_{2/1}^K$ такая погрешность пренебрежимо мала ввиду близости кинематических спектров мюонов между распадами через χ_{c1} и χ_{c2} мезоны. Следующий источник систематической погрешности связан с остаточным различием между данными МК и экспериментальными данными в распределении выходной переменной классификатора BDT, на которую накладывалось ограничение при отборе сигнальных событий. Поскольку в каналах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ статистика очень мала, для оценки вклада данного источника использовался канал распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$. На рисунках 25 (а) и (б) представлены распределения выходной переменной классификатора BDT (t) и эффективности ограничения на данную переменную для экспериментальных данных и данных математического моделирования МК. Ограничение на выходную переменную классификатора BDT варьировалось так, чтобы обусловленная таким отбором эффективность менялась в пределах $\pm 20\%$ (см. рисунок 25 (в)). При таком изменении ограничения отношение эффективностей, вычисленных с использованием экспериментальных данных и с использованием данных математического моделирования, изменялось не более чем на $2,0\%$. Это значение было взято в качестве систематической погрешности определения отношения эффективностей отбора (кроме условий на идентификацию частиц и триггер) для величины $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$. Поскольку в каждой из пар распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ для отбора кандидатов использовался один и тот же классификатор BDT, эффект от такой неточности скоррелирован между распадами через χ_{c1} и χ_{c2} мезоны. Поэтому вклад от данного источника в систематические погрешности для величин $R_{2/1}^{\pi}$ и $R_{2/1}^K$ был пренебрежимо мал. Также вклад в систематическую неопределенность дает ограниченность объема данных математического моделирования МК. Относительные погрешности при вычислении отношений эффективностей (см. уравнения 16 - 18) составили $0,4$, $0,6$ и $0,7\%$ и были взяты в качестве соответствующих систематических погрешностей для величин $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$, $R_{2/1}^{\pi}$ и $R_{2/1}^K$, соответственно. Кроме того, было проверено, что погрешность за счет неточности в получении поправочных весов, описанных в разделе 3.5.1, вносит вклад в общую систематическую погрешность менее $0,1\%$, что пренебрежимо мало.

Суммарные значения относительных систематических неопределенностей были получены как квадратный корень из суммы квадратов вкладов отдельных

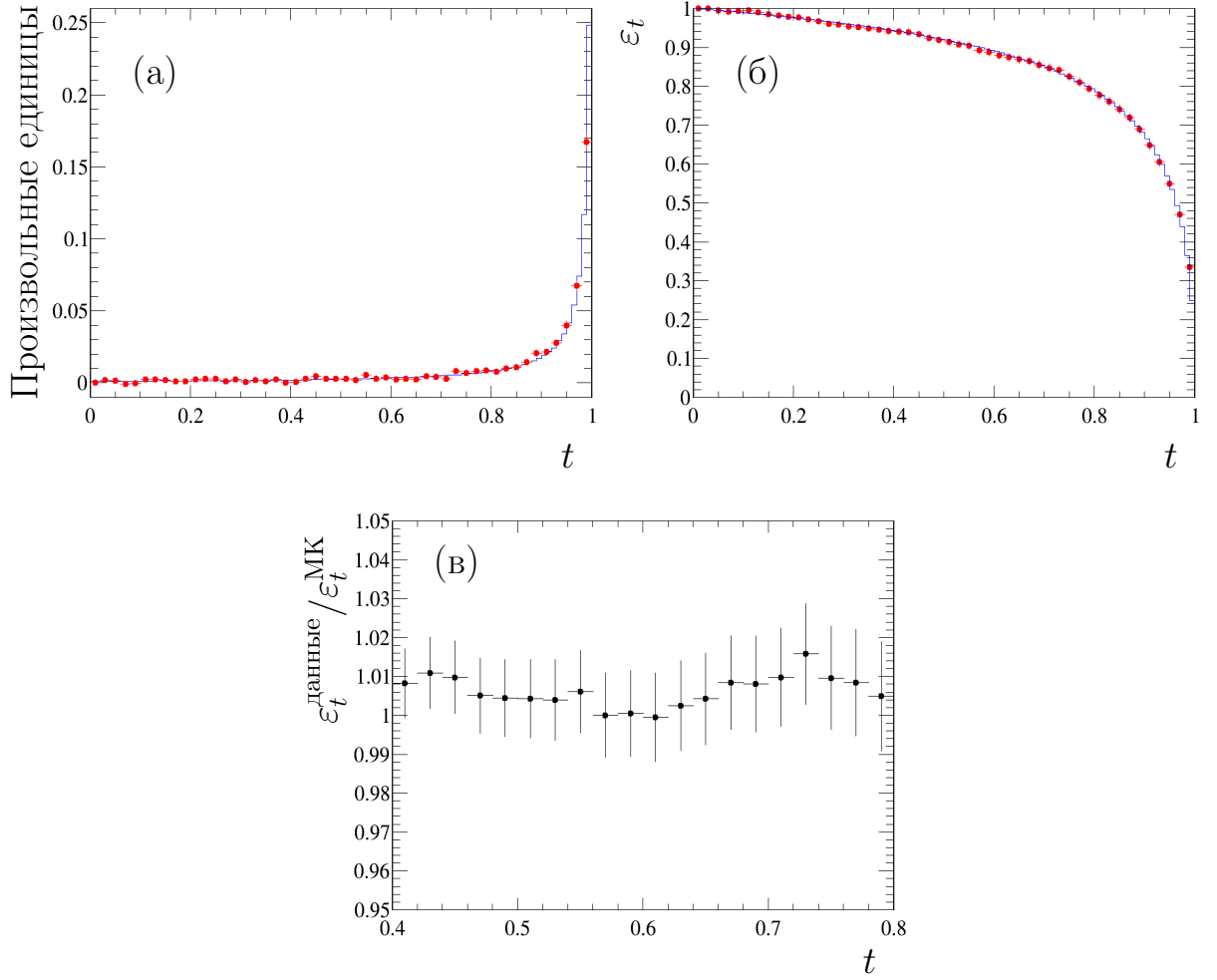


Рисунок 25 — Распределения выходной переменной классификатора BDT (а),
 эффективность ограничения на выходную переменную
 классификатора BDT (б), где красными точками показаны распределения
 экспериментальных данных, а синей линией — распределения данных
 математического моделирования МК. Отношение эффективностей,
 посчитанных с использованием экспериментальных данных и данных
 математического моделирования МК (в)

источников, перечисленных в таблице 19. Итоговые относительные систематические погрешности для измеренных отношений парциальных ширин $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$, $R_{2/1}^{\pi}$ и $R_{2/1}^K$ составили 3,3, 3,8 и 3,8 %, соответственно.

3.7 Измерение отношения парциальных ширин

С использованием данных, набранных экспериментом LHCb в 2015 - 2018 гг. при энергии pp столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и соответствующих интегральной светимости 6 фб^{-1} , был впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$. Также было получено первое свидетельство распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-$, сигнал от которого наблюдался со значимостью 3,5 стандартных отклонения. С использованием результатов оценки числа сигнальных событий, отношений эффективности и значений систематических погрешностей, были измерены отношения парциальных ширин по формулам 9 - 11:

$$\begin{aligned} R_{\pi/K}^{\chi_{c1}} &= \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-)} = (6,59 \pm 1,01 \pm 0,22) \times 10^{-2}, \\ R_{2/1}^{\pi} &= \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-)} = 0,95 \pm 0,30 \pm 0,04 \pm 0,04, \\ R_{2/1}^K &= \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-)} = 1,06 \pm 0,05 \pm 0,04 \pm 0,04, \end{aligned}$$

где первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая [130], а третья погрешность связана с неопределенностью в измерении парциальных ширин распадов $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$ [85]. Также были исследованы спектры масс $\chi_{c1} p$, $\chi_{c1} \pi^-$ и $p \pi^-$ комбинаций в сигнальном канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$. На данной статистике не было обнаружено значительных вкладов от промежуточных резонансных состояний.

Результат отношения парциальных ширин $R_{2/1}^K$ находится в согласии с предыдущим измерением в эксперименте LHCb: $1,02 \pm 0,10 \pm 0,02 \pm 0,05$ [77], где первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая, а третья погрешность связана с неопределенностью в измерении парциальных ширин распадов $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$ [85]. Новый результат имеет большую точность и получен с использованием набора данных статистически независимого по отношению к набору данных, использовавшемуся в работе [77]. Полученное значение отношения парциальных ширин $R_{2/1}^{\pi}$, как и результат для величины $R_{2/1}^K$, показывает отсутствие подавления моды распада через χ_{c2} мезон по сравнению с модой через χ_{c1} мезон, что является дополнительным аргументом в пользу разработки подхода факторизации для распадов Λ_b^0 барионов с чармонием в конечном состоянии.

Аналогично распадам $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ (см. раздел 2.7) распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$ обусловлены слабым взаимодействием и происходят в основном через $b \rightarrow c\bar{c}d$ и $b \rightarrow c\bar{c}s$ переходы, соответственно. Отношение парциальных ширин выражается как:

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-)} = \frac{|\mathcal{A}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-)|^2}{|\mathcal{A}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-)|^2} \times \frac{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-)}{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-)},$$

где $\mathcal{A}$ и Φ — амплитуда и фазовый объем в соответствующих распадах. В пренебрежении форм-факторами первый множитель соответствует фактору Кабиббо-подавления $|V_{cd}|^2/|V_{cs}|^2 = (5,41 \pm 0,02) \%$ [85]. На рисунке 26 представлено сравнение измеренного значения отношения парциальных ширин $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$, а также полученного в главе 2 значения $R_{\pi/K}^{\psi}$ с предыдущими измерениями аналогичных отношений парциальных ширин, для которых в первом порядке теории возмущений присутствует фактор Кабиббо-подавления $\left(R \equiv \frac{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-подавленный})}{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-разрешенный})}\right)$. Фазовые объемы распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$ заметно отличаются, их отношение составляет примерно 1,84. Поэтому на рисунке 26 также представлены значения отношений парциальных ширин, поправленные на обратное отношение фазовых объемов $\left(R^{\Phi} \equiv \frac{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-подавленный})}{\mathcal{B}(\text{Кабиббо-разрешенный})} \times \frac{\Phi(\text{Кабиббо-разрешенный})}{\Phi(\text{Кабиббо-подавленный})}\right)$. Поскольку данные значения получены в пренебрежении резонансной структурой распадов, не следует ожидать точного согласия даже для поправленных значений. Тем не менее видно, что значения имеют некоторый разброс в области значений фактора Кабиббо-подавления (около 5%), а новые результаты для $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$ и $R_{\pi/K}^{\psi}$ имеют хорошее согласие с предыдущими измерениями.

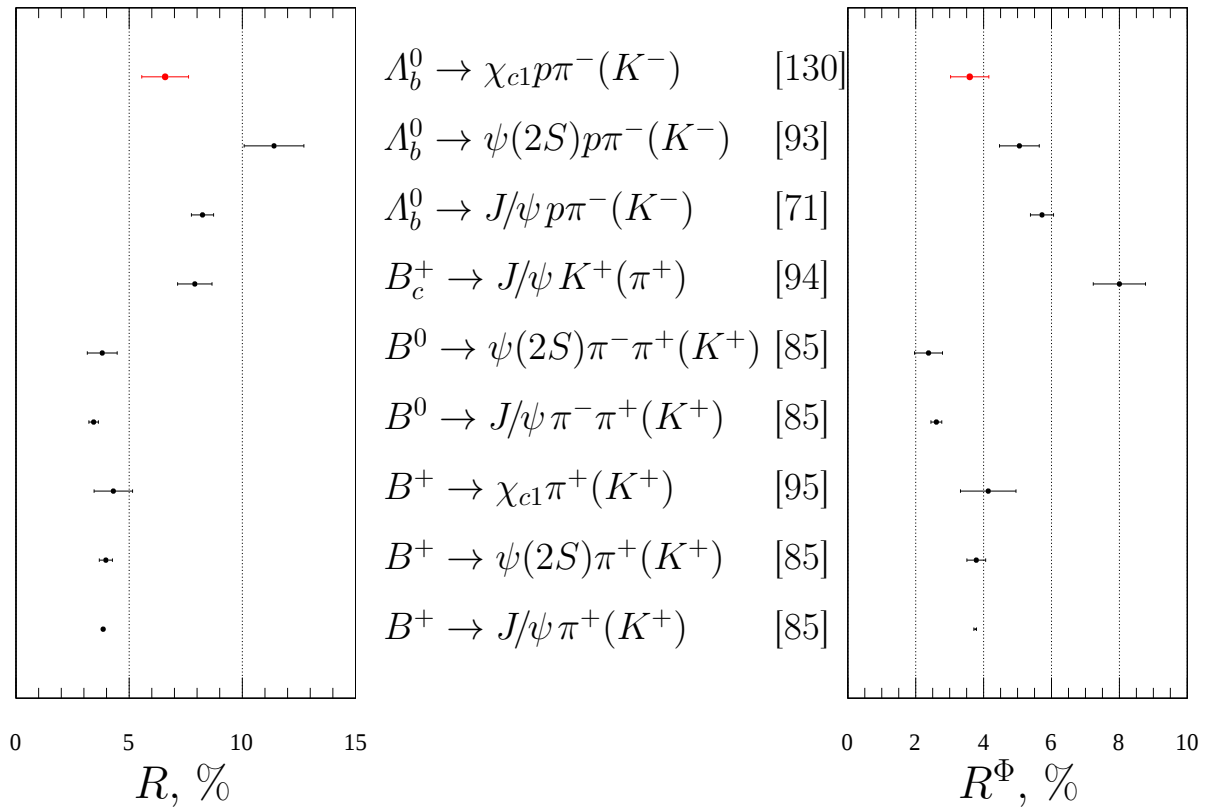


Рисунок 26 — Отношения R и R^Φ для двух- и трехчастичных распадов прелестных адронов

Заключение

Результаты, представленные в работе, получены с использованием данных, набранных экспериментом 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 восстановления и отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ с использованием распада $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$;
- впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$. Измерено отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ к парциальной ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Результат находится в согласии с аналогичными измерениями отношений парциальных ширин в распадах прелестных адронов;
- разработан метод восстановления и отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}pK^-$ с использованием распадов $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$;
- впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$. Измерено отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$ к парциальной ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$. Результат находится в согласии с аналогичными измерениями отношений парциальных ширин в распадах прелестных адронов;
- получено первое свидетельство существования распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$. Измерено отношение парциальных ширин между распадами $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}p\pi^-$;
- с точностью, превышающей точность предыдущего измерения, получено отношение парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2}pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}pK^-$.

Благодарности

Я искренне признателен коллегам, друзьям и близким мне людям, благодаря которым я всегда мог рассчитывать на всестороннюю поддержку и помощь в профессиональных вопросах и в различных жизненных ситуациях.

В первую очередь я глубоко признателен моему научному руководителю, Виктору Юрьевичу Егорычеву, за создание необходимых условий для плодотворной научной деятельности и чуткое руководство. Я безмерно благодарен за непрерывное внимание к моей работе, за множество ценных советов и замечаний, а также за неустанную поддержку в сложных ситуациях.

Я очень благодарен Ивану Михайловичу Беляеву за многочисленные полезные обсуждения, ценные советы и терпеливые объяснения, которые без преувеличения сделали возможным выполнение данной работы.

Мне посчастливилось работать в теплой и дружественной атмосфере совместно с коллегами из группы ИТЭФ в эксперименте ЛНСб, Иваном Поляковым, Дарьей Савриной, Дмитрием Голубковым, Николаем Никитиным, Дмитрием Перейма и Татьяной Овсянниковой. Мне приятно поблагодарить коллег за множество продуктивных дискуссий, полезных советов, а также за поддержку и участливое отношение к возникавшим трудностям на протяжении работы.

Я выражаю благодарность руководству кафедры «Физика фундаментальных взаимодействий и элементарных частиц» МФТИ(ГУ) за создание благоприятной учебной атмосферы на кафедре. Также я благодарен своим школьным учителям и преподавательскому составу факультета общей и прикладной физики МФТИ(ГУ).

Знакомство с миром естественных наук для меня началось еще в школьные годы благодаря образовательному проекту «Школа Пифагора», за что хочется отдельно поблагодарить руководителя проекта — Андрея Ивановича Щетникова.

И, конечно, я бесконечно благодарен моей семье: маме, папе, бабушкам, дедушке и братьям — за участие в моей жизни, теплоту и заботу, терпение и понимание, постоянную поддержку и веру в мой успех.

Список рисунков

1	Схема ускорительного комплекса ЦЕРН	15
2	Результат математического моделирования углового распределения b - и $\bar{b}$ -кварков, рождаемых в pp столкновениях (математическое моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета RUTHIA [21]) при энергии в системе центра масс 8 ТэВ . . .	17
3	Схематическое изображение детектора LHCb	18
4	Схематическое изображение реконструкции треков в эксперименте LHCb	19
5	Схематический вид детектора VELO в плоскости xz (а). Схематическое изображение модуля детектора VELO в плоскости xy в рабочем режиме работы (б) и в разведенном виде на время ввода и стабилизации пучка (в)	20
6	Напряженность магнитного поля по оси y в зависимости от положения по оси z	21
7	Схематическое изображения расположения триггерного трекера ТТ, внутреннего ИТ и внешнего ОТ трекеров (а). Схематический вид расположения слоев микростриповых полос, образующих триггерный трекер ТТ (б)	22
8	Схема детекторов RICH: детектор RICH1, вид сбоку (а), детектор RICH2, вид сверху (б)	25
9	Принципиальная схема работы калориметрической системы; выделение энергии при прохождении частиц через детекторы схематически показано эллипсами	26
10	Схематический вид модуля электромагнитного ECAL (а) и адронного HCAL (б) калориметров	27
11	Схема сегментации электромагнитного ECAL (а) и адронного HCAL (б) калориметров	28
12	Схематическое изображение мюонной системы, вид сбоку (а). Схематический вид одной секции мюонной станции, вид спереди, где каждый прямоугольник представляет многопроводную пропорциональную камеру (б)	31

13	Блок-схемы, иллюстрирующие принцип работы триггерной системы эксперимента LHCb в периоды 2011 - 2012 гг. (а) и 2015 - 2018 гг. (б)	33
14	Распределение инвариантной массы отобранных Λ_b^0 кандидатов в исследуемом $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ (а) и нормировочном $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ (б) каналах	44
15	Распределения инвариантной массы комбинаций $\psi(2S)p$ (а), $\psi(2S)\pi^-$ (б) и $p\pi^-$ (в) в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$. Точками с погрешностями представлены распределения экспериментальных данных, полученные с помощью техники вычитания контрольных интервалов, синей линией — распределения данных математического моделирования МК	45
16	Спектры кинематических параметров Λ_b^0 бариона в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$: распределение p_T (а) и y (б) для данных сеанса 1, распределение p_T (в) и y (г) для данных сеанса 2. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов	47
17	Распределения параметров m_{pK^-} (а) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (б) в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов	48
18	Распределения импульса мюонов для данных математического моделирования МК в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$.	51
19	Эффективность идентификации пионов как функция импульса p и псевдобыстроты η трека в интервалах по параметру количества треков в событии от 0 до 150 (а), от 150 до 250 (б), от 250 до 400 (в) и от 400 до 1000 (г). Серый пунктир соответствует целочисленным значениям поперечного импульса p_T , начиная с 1 ГэВ/с (слева направо). Красная линия соответствует $p_T(\pi) = 200$ МэВ/с, ограничению для отбора пионных кандидатов	53

20	Распределение инвариантной массы отобранных Λ_b^0 кандидатов в исследуемых $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ (а) и нормировочных $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ (б) каналах	71
21	Распределения инвариантной массы комбинации $J/\psi \gamma$ для сигнальных событий в каналах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ (а) и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$ (б), полученные с помощью техники вычитания контрольных интервалов	73
22	Распределения инвариантной массы комбинаций $\chi_{c1} p$ (а), $\chi_{c1} \pi^-$ (б) и $p \pi^-$ (в) в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p \pi^-$. Точками с погрешностями представлены распределения экспериментальных данных, синей линией — распределения данных математического моделирования МК	74
23	Спектры кинематических параметров Λ_b^0 бариона в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$: распределение p_T (а) и y (б) для данных сеанса 2. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов	75
24	Распределения параметров m_{pK^-} (а) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (б) в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$. Распределения параметров m_{pK^-} (в) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (г) в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$. Представлено сравнение распределений экспериментальных данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов, и распределений данных математического моделирования до и после применения поправочных весов	76
25	Распределения выходной переменной классификатора BDT (а), эффективность ограничения на выходную переменную классификатора BDT (б), где красными точками показаны распределения экспериментальных данных, а синей линией — распределения данных математического моделирования МК. Отношение эффективностей, посчитанных с использованием экспериментальных данных и данных математического моделирования МК (в)	85
26	Отношения R и R^Φ для двух- и трехчастичных распадов прелестных адронов	88

Список таблиц

1	Критерии отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	40
2	Число сигнальных событий (N_S), положение пика (M) и разрешение по массе (σ), полученные в результате аппроксимации распределений массы Λ_b^0 кандидатов в исследуемом $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочном $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналах. Указаны только статистические погрешности	44
3	Эффективности геометрического аксептанса детектора (ε^{geom}). Указаны только статистические погрешности	49
4	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$). Указаны только статистические погрешности	50
5	Эффективности отбора триггерной системой (ε^{trig}). Указаны только статистические погрешности	51
6	Эффективности идентификации заряженных адронов (ε^{PID}). Указаны только статистические погрешности	52
7	Поправки к эффективности восстановления треков (f^{tr}). Указаны только статистические погрешности	54
8	Значения полных эффективностей (ε^{tot}). Указаны только статистические погрешности	55
9	Относительные систематические погрешности для отношения парциальных ширин. Значение полной систематической погрешности вычислялось как квадратный корень из суммы квадратов вкладов отдельных источников	56
10	Отношения R и R^Φ для двух- и трехчастичных распадов прелестных адронов	59
11	Критерии предварительного отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ}pK^-$	63
12	Критерии отбора для подавления вкладов от распадов B_s^0 , B^+ и ϕ мезонов, Λ барионов, а также от распадов Λ_b^0 барионов, отличных от распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ}p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ}pK^-$	68

13	Числа сигнальных событий (N), положения пиков (M) и разрешения по массе (σ), полученные в результате аппроксимации распределений массы Λ_b^0 кандидатов в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{cJ} p K^-$. Указаны только статистические погрешности	72
14	Эффективности геометрического аксептанса детектора (ε^{geom}). Указаны только статистические погрешности	78
15	Эффективности реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$). Указаны только статистические погрешности	79
16	Эффективности триггерной системы (ε^{trig}). Указаны только статистические погрешности	79
17	Поправки к эффективности восстановления треков (f^{tr}). Указаны только статистические погрешности	80
18	Значения полных эффективностей (ε^{tot}). Указаны только статистические погрешности	81
19	Относительные систематические погрешности для отношения парциальных ширин $R_{\pi/K}^{\chi_{c1}}$, $R_{2/1}^{\pi}$ и $R_{2/1}^K$. Значения полной систематической погрешности вычислялись как квадратный корень из суммы квадратов вкладов отдельных источников	83

Список литературы

- [1] Д. И. Казаков Усп. физ. наук **189** (2019) 387.
- [2] CDF collaboration F. Abe *et al.* Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.
- [3] D0 collaboration S. Abachi *et al.* Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.
- [4] DONuT collaboration K. Kodama *et al.* Phys. Lett. **B504** (2001) 218.
- [5] ATLAS collaboration G. Aad *et al.* Phys. Lett. **B716** (2012) 1.
- [6] CMS collaboration S. Chatrchyan *et al.* Phys. Lett. **B716** (2012) 30.
- [7] M. Neubert Physics Reports **245** 5 (1994) 259 .
- [8] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 072001.
- [9] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 082002.
- [10] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **122** (2019) 222001.
- [11] V. Matiunin EPJ Web Conf. **222** (2019) 02011.
- [12] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B734** (2014) 122.
- [13] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 082003.
- [14] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **05** (2016) 132.
- [15] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **09** (2019) 028.
- [16] L. Evans, P. Bryant JINST **3** (2008) S08001.
- [17] S. Myers *The LEP Collider, from design to approval and commissioning.* John Adams' Lecture. CERN Geneva 1991.
- [18] J.-P. Tock *et al.* in *9th International Particle Accelerator Conference.*
- [19] LHCb collaboration A. A. Alves Jr. *et al.* JINST **3** (2008) S08005.
- [20] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Int. J. Mod. Phys. **A30** (2015) 1530022.

- [21] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands Computer Physics Communications **178** 11 (2008) 852.
- [22] LHCb collaboration P. R. Barbosa Marinho *et al.* CERN-LHCC-2001-011.
- [23] R. Aaij *et al.* JINST **9** (2014) P09007.
- [24] LHCb collaboration S. Amato *et al.* CERN-LHCC-2000-007.
- [25] LHCb collaboration A. Franca Barbosa *et al.* CERN-LHCC-2002-029.
- [26] LHCb collaboration P. R. Barbosa Marinho *et al.* CERN-LHCC-2001-024.
- [27] R. Arink *et al.* JINST **9** (2014) P01002.
- [28] P. d'Argent *et al.* JINST **12** (2017) P11016.
- [29] P. A. Čerenkov Phys. Rev. **52** (1937) 378.
- [30] A. Powell *et al.* PoS **ICHEP2010** (2010) 020.
- [31] S. Filippov *et al.* LHCb-2000-042.
- [32] I. Machikhiliyan J. Phys. Conf. Ser. **160** (2009) 012047.
- [33] H. Fessler *et al.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **240** 2 (1985) 284.
- [34] Yu. Guz J. Phys. Conf. Ser. **160** (2009) 012054.
- [35] LHCb collaboration P. R. Barbosa Marinho *et al.* CERN-LHCC-2001-010.
- [36] F. Archilli *et al.* JINST **8** (2013) P10020.
- [37] R. Aaij *et al.* JINST **8** (2013) P04022.
- [38] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* The Brunel Project.
- [39] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* The DAVINCI Project.
- [40] LHCb collaboration R. Antunes Nobrega *et al.* CERN-LHCC-2005-019.

- [41] M. Cattaneo, P. Charpentier, P. Clarke, S. Roiser J. Phys. Conf. Ser. **513** (2014) 032017.
- [42] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands JHEP **05** (2006) 026.
- [43] D. J. Lange Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152.
- [44] P. Golonka, Z. Was Eur. Phys. J. **C45** (2006) 97.
- [45] GEANT4 collaboration S. Agostinelli *et al.* Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [46] GEANT4 collaboration J. Allison *et al.* IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** (2006) 270.
- [47] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* The BOOLE project web page.
- [48] LHCb collaboration F. Filthaut *et al.* 34th Rencontres de Moriond.
- [49] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **11** (2017) 170.
- [50] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* The 17th International Conference on B-Physics at Frontier Machines LHCb-CONF-2018-002.
- [51] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Nature Physics **11** (2015) 743.
- [52] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* arXiv:2104.04421.
- [53] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 112001.
- [54] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **118** (2017) 191801.
- [55] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* arXiv:2103.11769.
- [56] I. Belyaev *et al.* Eur. Phys. J. **H46** 1 (2021) 3.
- [57] M. Basile *et al.* Lett. Nuovo Cim. **31** (1981) 97.
- [58] UA1 collaboration C. Albajar *et al.* Phys. Lett. **B273** 4 (1991) 540.
- [59] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B694** (2010) 209.
- [60] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1645.
- [61] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **06** (2013) 064.

- [62] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **10** (2015) 172.
- [63] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **118** (2017) 052002.
- [64] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D84** (2011) 092001.
- [65] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B724** (2013) 27.
- [66] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B725** (2013) 25.
- [67] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D89** (2014) 032001.
- [68] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **04** (2014) 087.
- [69] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 202001.
- [70] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **08** (2014) 143.
- [71] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **07** (2014) 103.
- [72] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **06** (2015) 115.
- [73] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Chin. Phys. **C40** (2016) 011001.
- [74] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B759** (2016) 282.
- [75] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **05** (2016) 081.
- [76] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **05** (2017) 030.
- [77] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 062001.
- [78] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D96** (2017) 112005.
- [79] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **08** (2018) 039.
- [80] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B787** (2018) 124.
- [81] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **09** (2018) 146.
- [82] ATLAS collaboration G. Aad *et al.* Phys. Lett. **B751** (2015) 63.
- [83] M. Needham Tech. Rep. CERN-LHCb-2008-002 CERN Geneva Jan, 2008.
- [84] W. D. Hulsbergen Nucl. Instrum. Meth. **A552** (2005) 566.

- [85] Particle Data Group M. Tanabashi *et al.* Phys. Rev. **D98** (2018) 030001.
- [86] 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.
- [87] M. Pivk, F. R. Le Diberder Nucl. Instrum. Meth. **A555** (2005) 356.
- [88] M. Adinolfi *et al.* Eur. Phys. J. **C73** (2013) 2431.
- [89] R. Aaij *et al.* EPJ Tech. Instrum. **6** (2019) 1.
- [90] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JINST **10** (2015) P02007.
- [91] S. Jackman *Bayesian analysis for the social sciences.* John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, New Jersey 2009.
- [92] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Eur. Phys. J. **C72** (2012) 2118.
- [93] LHCb collaboration R. Aaij, ... , V. Matiunin *et al.* JHEP **08** (2018) 131.
- [94] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **09** (2016) 153.
- [95] Belle collaboration R. Kumar *et al.* Phys. Rev. **D74** (2006) 051103.
- [96] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **121** (2018) 072002.
- [97] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **122** (2019) 012001.
- [98] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **123** (2019) 152001.
- [99] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **124** (2020) 082002.
- [100] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **06** (2020) 136.
- [101] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D103** (2021) 012004.
- [102] V. Matiunin PoS **ICHEP2020** (2021) 485.
- [103] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **02** (2018) 098.
- [104] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **04** (2017) 029.
- [105] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B772** (2017) 265.

- [106] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **118** (2017) 071801.
- [107] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **06** (2017) 108.
- [108] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **03** (2019) 126.
- [109] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B784** (2018) 101.
- [110] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **123** (2019) 031801.
- [111] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D102** (2020) 112012.
- [112] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **815** (2021) 136172.
- [113] V. I. Matiunin Phys. Part. Nucl. Lett. **16** 5 (2019) 475.
- [114] В. И. Матюнин и др. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **2** (2019) 3.
- [115] F.-K. Guo, U.-G. Meißner, W. Wang, Z. Yang Phys. Rev. **D92** 7 (2015) 071502.
- [116] M. Mikhasenko. [arXiv:1507.06552](https://arxiv.org/abs/1507.06552).
- [117] X.-H. Liu, Q. Wang, Q. Zhao Phys. Lett. **B757** (2016) 231.
- [118] U.-G. Meißner, J. A. Oller Phys. Lett. **B751** (2015) 59.
- [119] F.-K. Guo, U. G. Meißner, J. Nieves, Z. Yang Eur. Phys. J. **A52** 10 (2016) 318.
- [120] M. Bayar, F. Aceti, F.-K. Guo, E. Oset Phys. Rev. **D94** 7 (2016) 074039.
- [121] S. Dubynskiy, M. Voloshin Phys. Lett. **B666** 4 (2008) 344.
- [122] Belle collaboration R. Mizuk *et al.* Phys. Rev. **D78** (2008) 072004.
- [123] BaBar collaboration J. P. Lees *et al.* Phys. Rev. **D85** (2012) 052003.
- [124] BaBar collaboration B. Aubert *et al.* Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 132001.
- [125] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Nucl. Phys. **B874** (2013) 663.
- [126] M. Beneke, L. Vernazza Nucl. Phys. **B811** (2009) 155.
- [127] Belle collaboration V. Bhardwaj *et al.* Phys. Rev. D **93** 5 (2016) 052016.

- [128] L. Breiman, J. H. Friedman, R. A. Olshen, C. J. Stone *Classification and regression trees*. Wadsworth international group California, Belmont 1984.
- [129] S. Geisser *Predictive inference: an introduction*. Monographs on statistics and applied probability. Chapman & Hall, New York 1993.
- [130] LHCb collaboration R. Aaij, ... , V. Matiunin *et al.* JHEP **05** (2021) 095.