

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

Dmitrii Pereima

Search for new decays of beauty particles at the LHCb experiment

Speciality 01.04.23 — «high energy physics»

PhD thesis

Scientific advisor:
Dr. V. Egorychev



Abstract

The searches for $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ and $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ decays are presented in this thesis. Using proton-proton collision data, collected with the LHCb detector and corresponding to 4.9 fb^{-1} of integrated luminosity, the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ with $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ is observed for the first time with a significance of 7.2 standard deviations. The branching fraction of this decay with respect to that of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ decay mode, where the $\psi(2S)$ meson is reconstructed in the $J/\psi\pi^+\pi^-$ final state, is measured. The largest contributions to the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-pK^-$ decay is found to be from the two-body $\chi_{c1}(3872)\Lambda(1520)$ intermediate state.

The decays $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^+$ are studied using a data set corresponding to an integrated luminosity of 9 fb^{-1} . Precise measurements of the ratios of branching fractions with the intermediate $\psi_2(3823)$, $\chi_{c1}(3872)$ and $\psi(2S)$ states are reported. The decay of $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ with $\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ is observed for the first time with a significance of 5.1 standard deviations. The large statistics provided the possibility for determination of the resonance parameters for the $\chi_{c1}(3872)$ state with an unprecedented precision. Using a Breit-Wigner parametrization the mass differences between the $\psi_2(3823)$, $\chi_{c1}(3872)$ and $\psi(2S)$ states are measured, resulting in the most precise determination of the $\chi_{c1}(3872)$ and $\psi_2(3823)$ masses. The Breit-Wigner width of the $\chi_{c1}(3872)$ state is determined for the first time, which is inconsistent with zero by 5.5 standard deviations. The width of the $\psi_2(3823)$ state is found to be consistent with zero and an upper limit is set.

**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт теоретической и экспериментальной физики
имени А. И. Алиханова»**

На правах рукописи

Перейма Дмитрий Юрьевич

Поиск новых распадов прелестных частиц в эксперименте LHCb

Специальность 01.04.23 — «физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук
Егорычев Виктор Юрьевич

Москва 2020

Оглавление

Введение	5
1 Спектрометр LHCb на Большом адронном коллайдере	15
1.1 Большой адронный коллайдер	15
1.2 Спектрометр LHCb	17
1.3 Трековая система	19
1.3.1 Вершинный детектор	20
1.3.2 Дипольный магнит	22
1.3.3 Трековые станции	24
1.4 Система идентификации частиц	25
1.4.1 Система детекторов колец черенковского излучения	26
1.4.2 Калориметрическая система	28
1.4.3 Система идентификации мюонов	37
1.5 Триггерная система	38
1.6 Условия обработки и хранения данных	40
2 Изучение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	43
2.1 Отбор сигнальных событий	44
2.2 Определение числа сигнальных событий	48
2.3 Статистическая значимость сигнала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	50
2.4 Изучение резонансных структур в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	52
2.5 Оценка эффективностей восстановления распадов	52
2.5.1 Коррекция математического моделирования	53
2.5.2 Эффективность генератора и геометрического аксептанса детектора	54
2.5.3 Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий	56
2.5.4 Эффективность идентификации адронов	58
2.5.5 Эффективность триггерной системы	59
2.5.6 Эффективность классификатора BDT	60
2.5.7 Поправки к эффективности восстановления треков	60
2.5.8 Отношение полных эффективностей	61

2.6	Изучение систематических погрешностей	62
2.6.1	Модель подгонки	63
2.6.2	Систематическая погрешность вычисления эффективностей	63
2.6.3	Согласие экспериментальных данных и математического моделирования	64
2.6.4	Полная систематическая погрешность	65
2.7	Измерение отношения парциальных ширин	66
3	Изучение $\psi_2(3823)$- и $\chi_{c1}(3872)$-состояний в распадах	
	$B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$	68
3.1	Отбор сигнальных событий	70
3.2	Определение числа сигнальных событий	74
3.3	Статистическая значимость сигнала $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	78
3.4	Оценка эффективностей восстановления распадов	80
3.4.1	Эффективность генератора и геометрического акцептанса детектора	81
3.4.2	Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий	82
3.4.3	Эффективность идентификации адронов и поправки к эффективности восстановления треков	82
3.4.4	Эффективность триггерной системы	84
3.4.5	Эффективность классификатора BDT	85
3.4.6	Отношения полных эффективностей	86
3.5	Изучение систематических погрешностей	87
3.5.1	Систематические погрешности измерения отношений парциальных ширин	87
3.5.2	Систематические погрешности измерения ширин $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний	90
3.5.3	Систематические погрешности измерения разностей масс	91
3.6	Результаты и выводы	95
	Заключение	101
	Благодарности	103

Список рисунков	104
Список таблиц	109
Список литературы	111

Введение

Стандартная модель (СМ) фундаментальных взаимодействий на сегодняшний день является теорией, лежащей в основе физики элементарных частиц. Она аккумулирует в себе все достижения последних лет в области физики высоких энергий и согласованным образом описывает электрослабые и сильные взаимодействия частиц. Под Стандартной моделью понимается квантово-полевая теория, которая описывает микромир на самом фундаментальном на сегодня уровне [1]. Триумфом СМ стало открытие в 2012 году на Большом адронном коллайдере (БАК) в международных содружествах ATLAS и CMS частицы, свидетельствующей о проявлении нарушения электрослабой симметрии, которое обеспечивает массу фундаментальным частицам СМ, — бозона Хиггса [2, 3]. Характеристики, измеренные экспериментально, находятся в согласии с предсказаниями теории. Принято говорить, что с открытием бозона Хиггса СМ получила завершение. Тем не менее, СМ все еще хранит немало загадок и, возможно, в дальнейшем потребует своей модификации. Имеется ряд указаний на ограничение применения СМ и на существование физики за ее пределами. К таким явлениям относятся отсутствие кандидатов частиц темной материи, иерархия масс нейтрино, преобладание вещества над антивеществом во Вселенной и др. Стандартная модель обладает рядом недостатков, которые проявляются при очень высоких энергиях, при этом СМ, возможно, заменяется новой теорией. Многие теоретические модели предсказывают существование новых массивных частиц, которые могут быть обнаружены при энергиях ускорительного комплекса БАК. Именно поэтому точная проверка предсказаний СМ и поиск проявления физики за ее пределами являются актуальными задачами всех экспериментов на ускорителе БАК.

Передовым способом поиска проявлений новой физики в современных экспериментах на ускорителях является исследование свойств адронов, содержащих прелестные и очарованные кварки (часто эта область физики элементарных частиц называется *B*-физикой). Характеристики и наблюдаемые параметры распадов таких частиц могут быть рассчитаны с использованием пертурбативных методов квантовой хромодинамики (КХД) и других эффективных моделей. Поиск новой физики вне рамок СМ неизбежно основывается на сравнении результатов эксперимента с предсказаниями СМ, поскольку

частицы, наблюдаемые в конечном состоянии, — это хорошо известные частицы, и новая физика проявляется как отклонение поведения предсказанных наблюдаемых от теории. Новые частицы, предсказанные различными теоретическими моделями, расширяющими СМ, могут давать вклады в амплитуды распадов тяжелых адронов. Эти вклады могут активно проявляться в редких распадах прелестных адронов в виде расхождения с предсказаниями СМ для их парциальных ширин или в виде расхождения в предсказании угловых распределений конечных частиц в распадах. Проявление новой физики также может изменять параметры нарушения CP -симметрии в распадах b -адронов. Таким образом, косвенный метод поиска новой физики приводит к положительным результатам даже в том случае, если масса новых частиц окажется слишком большой для прямого рождения и детектирования такой частицы в современных ускорительных экспериментах. Более того, изучение характеристик распадов адронов, содержащих прелестный кварк, само по себе представляет большой интерес с точки зрения проверки границ применения подходов и моделей КХД, используемых для их вычисления.

Актуальность темы диссертации

Спектрометр LHCb является детектором общего назначения и физика чармония входит в число его главных и приоритетных задач. Преимущество эксперимента LHCb для исследований в области B -физики состоит в большой величине сечения рождения прелестных кварков при энергиях ускорителя БАК и в возможности рождения всех их связанных состояний: B^{+-} , B^0 -, B_s^0 -, B_c^+ -мезонов, возбужденных состояний, а также прелестных барионов. В Стандартной модели состояния чармония являются связанными состояниями пары $c\bar{c}$ -кварков. Состояния, открытые до 1980 года и лежащие ниже по массе порога $D^0\bar{D}^{*0}$ -мезонов (такие, как J/ψ -, $\psi(2S)$ -, χ_c -, $\eta_c(1S)$ -мезоны), — хорошо описываются кварковой моделью. Кварковые (потенциальные) модели предсказывают массовые положения уровней, ширины аннигиляционных распадов, а также ширины адронных и радиационных переходов между уровнями. Начиная с 2003 года, когда содружество Belle сообщило об обнаружении узкого $\chi_{c1}(3872)$ -состояния (в оригинальной работе $X(3872)$), было открыто большое количество новых возбужденных состояний чармония, которые плохо описываются как обычные состояния в системе кваркония. Такие состояния называют

чармониеподобными. Непрекращающийся интерес к физике чармония связан с тем, что его характеристики можно использовать как для понимания природы элементов, которые его составляют, так и для изучения динамики взаимодействия кварков. Перспективы исследования свойств чармония привели к созданию ряда установок по его изучению. Несмотря на тот факт, что узкое $\chi_{c1}(3872)$ -состояние было открыто в 2003 году в распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$, его природа до сих пор остается до конца непонятой. Помимо известного пика $\psi(2S)$ -мезона, в инвариантной массе комбинации J/ψ -кандидата и двух заряженных пионов, был найден второй пик в районе массы $3,87 \text{ ГэВ}/c^2$. Масса найденного состояния и наблюдаемый канал распада должен был свидетельствовать о том, что $\chi_{c1}(3872)$ -состояние — одно из состояний чармония. Однако измеренное значение массы, которое оказалось равным в пределах экспериментальных погрешностей сумме масс $D^0 \bar{D}^{*0}$ -мезонов, и ширина сигнала $\chi_{c1}(3872)$ -мезона, которая согласовывалась с нулем, заставили усомниться в таком предположении. Существование этого состояния было подтверждено рядом экспериментов, включая эксперименты на ускорителе БАК. Состояние $\chi_{c1}(3872)$ экспериментально зарегистрировано в распадах прелестных мезонов, в прямых протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях, но никогда не регистрировалось в распадах тяжелых барионов.

Цели и задачи исследования

К задачам исследований относится разработка методов обработки данных, набранных экспериментом LHCb в период с 2011 по 2018 гг. Работа посвящена экспериментальной проверке СМ и поиску новых распадов частиц, содержащих b -кварк, в конечное состояние с $\chi_{c1}(3872)$ -частицей и включает в себя два связанных между собой анализа физических данных по поиску новых распадов прелестных частиц. Исследование выполнено с использованием данных, набранных спектрометром LHCb в протон-протонных столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1, 2 и 6 fb^{-1} .

В диссертации описывается процедура поиска нового распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$ и измерение парциальной ширины этого распада относительно нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$. Во втором анализе представлена процедура поиска нового распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$ и измерение

парциальной ширины этого распада относительно нормировочных каналов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. К основным пунктам этого анализа относятся: измерение ширины $\chi_{c1}(3872)$ -мезона, постановка верхнего предела на ширину $\psi_2(3823)$ -состояния и прецизионные вычисления масс $\chi_{c1}(3872)$ - и $\psi_2(3823)$ -мезонов. В цели работы также входила разработка модернизированного программного обеспечения, используемого для калибровки адронного калориметра эксперимента LHCb.

Научная новизна:

- впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и измерена относительная парциальная ширина распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ к ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$;
- впервые обнаружен распад $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ с последующим распадом $\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ и измерена относительная парциальная ширина распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ к ширинам нормировочных каналов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$;
- с точностью лучше среднемировой измерено отношение парциальных ширин распадов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$;
- впервые измерена ширина $\chi_{c1}(3872)$ -состояния;
- с точностью лучше среднемировой измерены массы $\chi_{c1}(3872)$ - и $\psi_2(3823)$ -мезонов;
- с точностью лучше среднемировой установлен верхний предел на ширину $\psi_2(3823)$ -мезона.

Практическая полезность

Представленная работа выполнена в рамках участия ФГБУ «Институт теоретической и экспериментальной физики имени А. И. Алиханова НИЦ «Курчатовский институт» в международном содружестве LHCb. Тема работы

соответствует физической программе эксперимента LHCb, а именно: исследованию распадов прелестных адронов в конечные состояния, содержащие чармоний и чармониеподобные частицы. Для выполнения работы автором проводилась регулярная калибровка адронного калориметра. Это позволило поддержать стабильность энергетического разрешения калориметра на требуемом уровне на протяжении всего периода набора физических данных. Результаты работы по изучению свойств $\chi_{c1}(3872)$ -состояния приведены в таблице свойств элементарных частиц.

Основные положения, выносимые на защиту:

- разработан метод реконструкции и отбора распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ в данных эксперимента LHCb;
- измерено отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ к парциальной ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$;
- разработан метод реконструкции и отбора распадов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$, $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ в данных эксперимента LHCb;
- измерены отношения парциальной ширины распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ к парциальным ширинам нормировочных каналов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$;
- измерены значения массы $\chi_{c1}(3872)$ - и $\psi_2(3823)$ -мезонов и ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния;
- разработано программное обеспечение для улучшения калибровки адронного калориметра эксперимента LHCb.

Достоверность результатов и выводов

Достоверность полученных в работе результатов определяется стабильностью функционирования всех подсистем спектрометра LHCb в период набора данных, проведением необходимых калибровочных измерений, использованием в анализе стандартного программного обеспечения LHCb, в

том числе средств реконструкции событий и моделирования детектора, и современных пакетов математического моделирования методом Монте-Карло физических процессов. Результаты находятся в согласии с аналогичными измерениями в других экспериментах. Достоверность результатов и выводов, полученных в диссертации, также обусловлена многочисленными проверками с помощью компьютерного моделирования физических процессов и экспериментальной установки, дополнительными независимыми исследованиями внутри сотрудничества 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, ... , D. Pereima *et al.*, Study of the $\psi_2(3823)$ and $\chi_{c1}(3872)$ states in $B^+ \rightarrow (J/\psi \pi^+ \pi^-) K^+$ decays, JHEP **08** (2020) 123;
2. R. Aaij, ... , D. Pereima *et al.*, Observation of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$ decay, JHEP **09** (2019) 028;
3. D. Pereima, Search for new decays of the Λ_b^0 baryon at the LHCb experiment, EPJ Web Conf. **222** (2019) 02010;
4. D. Pereima, Calibration of the LHCb calorimetric system, JINST **12** (2017) C06016;
5. D. Yu. Pereima *et al.*, Calibration system of the LHCb hadronic calorimeter, J. Phys. Conf. Ser. **798** (2017) 012174;
6. D. Yu. Pereima *et al.*, Study of characteristics of the «shashlik» type cellular electromagnetic calorimeter prototype, Bull. Lebedev Phys. Inst. **43** (2016) 295;
7. Д.Ю. Перейма, Калориметрическая система эксперимента LHCb, Ядерная физика и инжиниринг **9** (2018) 493;

8. Д. Ю. Перейма и др., Система цезиевой калибровки адронного калориметра ЛНСб, Ядерная физика и инжиниринг **8** (2017) 249.

Данные материалы регулярно обсуждались на рабочих совещаниях международной коллаборации ЛНСб, представлялись на различных конференциях и семинарах:

1. The XXIV International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP'19), (г. Сочи, 22 – 29 сентября 2019 г.);
2. The 2-nd Trans-Siberian School on High Energy Physics, (г. Томск, 1 – 5 апреля 2019 г.);
3. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR'17), (г. Новосибирск, 27 февраля – 3 марта 2017 г.);
4. The 5-th International Youth Scientific School-Conference «Modern Problems of Physics and Technology», (г. Москва, 18 – 23 апреля 2016 г.);
5. The 2-nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA'16), (г. Москва, 10 – 14 октября 2016 г.);
6. 14-я Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа, (г. Москва, 8 – 11 ноября 2016 г.);
7. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике ИТЭФ, (г. Москва, 29 ноября – 1 декабря 2016 г.);
8. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике ИТЭФ, (г. Москва, 20 – 23 ноября 2017 г.);
9. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике ИТЭФ, (г. Москва, 26 – 29 ноября 2018 г.);

10. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2016», (г. Москва, 11 – 15 апреля 2016 г.);
11. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2018», (г. Москва, 9 – 13 апреля 2018 г.).

Результаты работы неоднократно представлялись сотрудниками коллаборации LHCb на международных конференциях. Исследования отмечены следующими дипломами:

- диплом за лучший доклад, представленный на 14-ой Курчатовской междисциплинарной молодежной научной школе, (г. Москва, 8 – 11 ноября 2016 г.);
- диплом за лучший доклад, представленный на 2-ой Транс-Сибирской школе по физике высоких энергий, (г. Томск, 1 – 5 апреля 2019 г.);
- диплом по итогам конкурса молодых научных и инженерно-технических работников НИЦ «Курчатовский институт» — ИТЭФ, (г. Москва, 2 июня 2020 г.).

Работа выполнена в рамках гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 19-32-90086 (Аспиранты).

Личный вклад диссертанта

Автор внес решающий вклад в получении всех представленных результатов. Диссертант принимал активное участие в работе калориметрической группы эксперимента LHCb. В частности, им была проведена модернизация программного обеспечения для калибровки адронного калориметра, обеспечивающего стабильную работу триггерной системы эксперимента. Автором был проведен анализ физических данных эксперимента LHCb по поиску новых распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$. Им непосредственно выполнены все ключевые этапы работы: разработка методики реконструкции распадов, подготовка модельных наборов данных с использованием метода

Монте-Карло, поиск оптимальных критериев отбора событий, подгонка распределений, полученных в ходе проведения анализа, измерение 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, 3 Глав и Заключения. Полный объём диссертации составляет 117 страниц, включая 37 рисунков и 21 таблицу. Список литературы содержит 135 наименований.

Текст диссертации организован следующим образом:

- **во Введении** обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы задачи и цели исследований, показаны новизна работы, ее практическая значимость и краткое описание содержания диссертации;
- **в первой Главе** представлено краткое описание ускорительного комплекса БАК и спектрометра LHCb, перечислены ключевые элементы детектора, их устройство и характеристики, представлен пакет программ, используемых для обработки и визуализации калибровочных данных адронного калориметра, приведены описание алгоритмов математического моделирования событий, условия обработки и хранения данных;
- **во второй Главе** представлены исследования по поиску нового редкого распада Λ_b^0 -бариона, содержащего $\chi_{c1}(3872)$ -мезон в конечном состоянии, описаны методы обнаружения распада, показаны наблюдаемые сигналы. В Главе приведены проверки, доказывающие факт наличия $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в распадах прелестных барионов; вычислено значение отношения парциальной ширины изучаемого распада относительно нормировочного канала. Полученные результаты сравниваются с аналогичными измерениями в системах заряженных и нейтральных B -мезонов;

- **в третьей Главе** представлены исследования по поиску нового распада B^+ -мезона, содержащего $\psi_2(3823)$ -мезон в конечном состоянии; описаны методы обнаружения распада, показаны наблюдаемые сигналы. В Главе приведены проверки, доказывающие факт существования такого распада; вычислены отношения парциальных ширин изучаемого распада относительно нормировочных каналов. Впервые измерена ширина $\chi_{c1}(3872)$ -состояния, поставлен верхний предел на ширину $\psi_2(3823)$ -мезона на 90% уровне достоверности. С рекордной точностью измерены массы $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний;
- **в Заключении** приведены основные результаты диссертационной работы.

1 Спектрометр LHCb на Большом адронном коллайдере

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

1.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер [4] на сегодняшний день является крупнейшей в мире установкой, построенной для изучения физики элементарных частиц. Комплекс располагается в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) на границе Швейцарии и Франции. Коллайдер БАК представляет собой кольцевой ускоритель с длиной окружности около 26,7 км, установленный в подземном тоннеле недалеко от пригорода Женевы. Условия работы на ускорителе БАК позволяют изучать продукты столкновений как протонов, так и тяжелых ионов. Заявленные проектные параметры установки соответствуют энергии столкновений протонов в системе центра масс $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и светимости $\mathcal{L} = 10^{34}$ см⁻² с⁻¹. Для достижения такой светимости в ускорителе осуществляется разгон встречных пучков протонов, каждый пучок содержит порядка 2808 протонных сгустков. В одном сгустке насчитывается около $1,15 \times 10^{11}$ протонов. При такой конфигурации временной интервал между столкновениями составляет приблизительно 25 нс.

В целях обеспечения стабильности работы комплекса на начальной стадии его эксплуатации энергия столкновений была в два раза ниже проектного значения. В периоды набора данных (2010 — 2011 гг.) энергия протон-протонных столкновений в системе центра масс составляла 7 ТэВ. В 2012 году, учитывая стабильную работу установки, энергия столкновений была увеличена до 8 ТэВ. Однако пиковая энергия столкновений 13 ТэВ была достигнута позже, после длительной остановки ускорителя для проведения процедур модернизации и обслуживания комплекса в 2013 — 2014 гг.

Наряду с протон-протонными столкновениями на ускорителе БАК также доступны два других режима работы. С использованием альтернативной цепи инжекторов осуществляется ускорение ионов свинца. Такая конфигурация

открывает доступ к более широкому спектру исследований, например, изучение продуктов столкновений по типу свинец-свинец или протон-свинец. Перед инжекцией в основное накопительное кольцо БАК энергия пучков должна составлять 450 ГэВ. Для достижения требуемой энергии используется система последовательных ускорителей. Протоны, полученные путем ионизации атомов водорода, предварительно разгоняются в линейном ускорителе LINAC2 и достигают энергии 50 МэВ. Затем протонные пучки вводятся в протонный синхротрон BOOSTER, где энергия частиц достигает значения 1,4 ГэВ. Далее пучки направляются в протонный синхротрон PS и разгоняются до энергии 25 ГэВ. Последняя стадия ускорения пучков, перед инжекцией в накопительное кольцо БАК, производится в суперпротонном синхротроне SPS, где достигается требуемая энергия 450 ГэВ.

Пучки заряженных частиц движутся в противоположных направлениях внутри двух независимых каналов ускорителя БАК в условиях жесткого вакуума и при температуре около 1,9 К. Управление пучками осуществляется с помощью сверхпроводящих магнитов: 1232 дипольных магнита задают орбиты пучков, а 450 квадрупольных магнитов выполняют их фокусировку. Столкновения пучков происходят в четырех номинальных точках взаимодействия, где расположены основные экспериментальные установки на комплексе БАК: ATLAS, CMS, ALICE и LHCb. Схематический вид ускорительного комплекса БАК и расположение основных экспериментальных установок представлено на рисунке 1.

Каждая установка построена для выполнения конкретных физических задач. Спектрометры ATLAS [5] и CMS [6] являются детекторами, которые изучают столкновения протонов с протонами, а также столкновения протон-свинец и свинец-свинец. Спектрометр ALICE [7] создан для изучения состояний кварк-глюонной плазмы, возникающих при столкновениях тяжелых ионов. Спектрометр LHCb предназначен для изучения физики тяжелых кварков, поиска физики вне рамок Стандартной модели и обнаружения эффектов CP -нарушения в редких распадах прелестных и очарованных адронов. Более детальное описание конструкции и эксплуатационных характеристик детектора LHCb представлено в следующем разделе.

1.2 Спектрометр LHCb

Спектрометр LHCb [8, 9] по своей конструкции представляет собой одноплечевой передний детектор с угловым аксептансом между 10 и 300 мрад (250 мрад) в горизонтальной (вертикальной) плоскости [8]. Подобная геометрия детектора обусловлена тем, что b - и $\bar{b}$ -кварки рождаются преимущественно в узком конусе вдоль оси пучка, как показано на рисунке 2 (а), где полярный угол θ определяется относительно оси пучка в системе центра масс протон-протон. Таким образом, в геометрический аксептанс установки LHCb попадает около 40% всех частиц, содержащих b - или c -кварки (см. рисунок 2 (б)).

Схематическое изображение детектора LHCb представлено на рисунке 3. Система координат эксперимента LHCb представляет собой правую прямоугольную координатную систему, где ось z направлена вправо, вдоль оси пучка от точки столкновения протонов, ось y направлена вертикально вверх, а ось x горизонтально, к центру накопительного кольца ускорителя БАК. При этом полярные и азимутальные углы θ и ϕ определены как стандартные сферические координаты относительно осей x, y, z и могут быть использованы по мере необходимости.

Установка LHCb включает в себя высокоэффективную трековую систему, состоящую из кремниевого полоскового (микрострипового) вершинного детектора (VELO), окружающего область столкновения пучков [11],

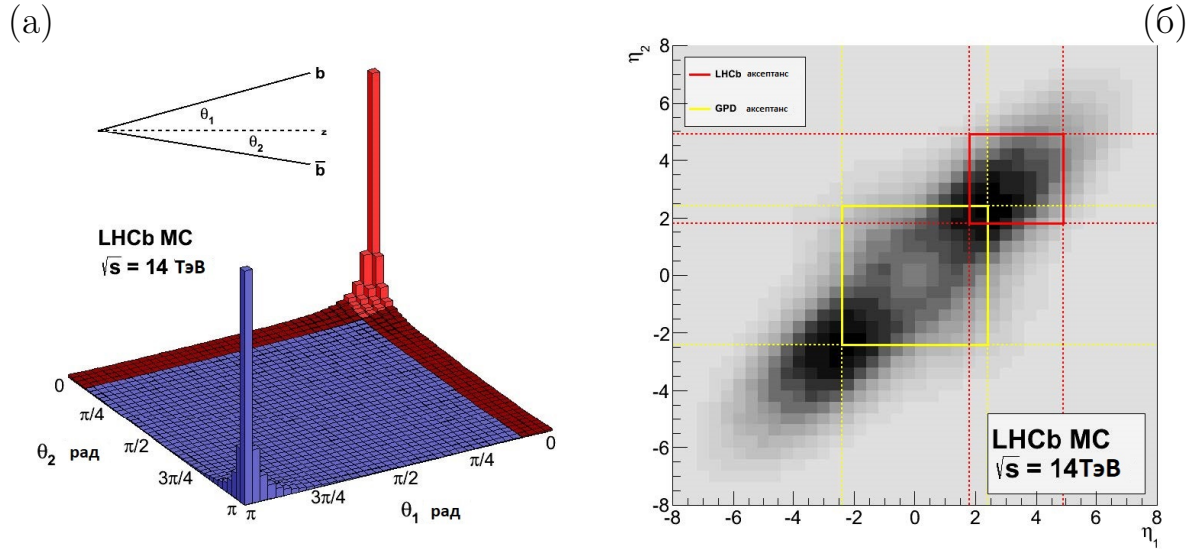


Рисунок 2 — Результат моделирования углового распределения b - и $\bar{b}$ -кварков, рождаемых в эксперименте LHCb (математическое моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета RUTHIA [10]) при номинальной энергии комплекса БАК (а). Аксептанс детектора LHCb в плоскости псевдобыстрот (η) в сравнении с детекторами ATLAS и CMS (б)

полупроводникового микроstriпового детектора большой площади (TT), расположенного перед дипольным магнитом, и трех трековых станций (T1 – T3), расположенных после магнита и выполненных на основе полупроводниковых микроstriповых детекторов [12] и цилиндрических дрейфовых трубок [13]. Идентификация различных типов заряженных адронов (протонов, каонов и пионов) осуществляется за счет информации, поступающей с детекторов колец черенковского излучения (RICH1 и RICH2) [14]. Фотоны, электроны и нейтральные пионы идентифицируются при помощи детекторов калориметрической системы. Эта же система используется для измерения энергий и положений электромагнитных каскадов, инициируемых фотонами, электронами и π^0 -мезонами с большим поперечным импульсом. Калориметрическая система [15] включает в себя следующие устройства: детектор на основе сцинтилляционных пластин (SPD), предливневый детектор (PS), электромагнитный (ECAL) и адронный (HCAL) калориметры. Для идентификации мюонов используется система из чередующихся слоев железных пластин и плоскостей многопроволочных пропорциональных камер (M2 – M5) [16]. Мюонная станция M1 выполнена на основе газовых электронных умножителей и служит для быстрой оценки поперечных импульсов мюонов. Поэтому

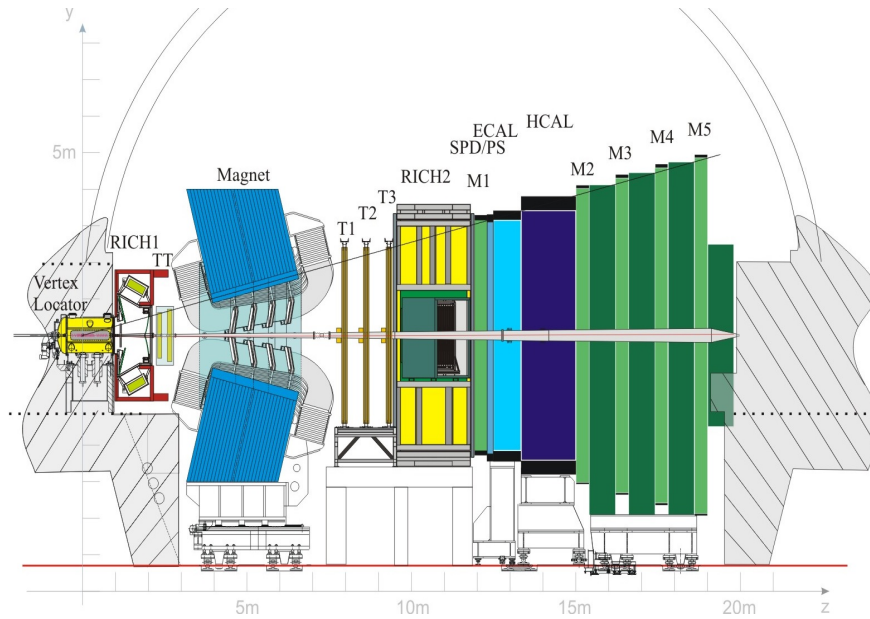


Рисунок 3 — Схематическое изображение детектора LHCb

для минимизации возможных эффектов многократного рассеяния мюонов в большом объеме плотного вещества калориметров станция M1 расположена перед детектором SPD. Ввиду невозможности сохранить данные от каждого столкновения протонов, в эксперименте LHCb используется многоуровневая триггерная система, работающая в режиме реального времени. Триггерная система [17] объединяет информацию от нескольких подсистем для идентификации экспериментальных сигнатур, характерных для сигнальных событий. Для этого система подразделяется на три независимых уровня: низкоуровневый аппаратный, обозначаемый как L0, и два программируемых уровня высших порядков HLT1 и HLT2. Более детальное описание каждой подсистемы детектора LHCb представлено далее.

1.3 Трековая система

Трековая система детектора LHCb предназначена для определения координат и импульсов заряженных частиц. Измерение импульсов осуществляется по кривизне траектории движения частиц в поле спектрометрического магнита. Величина интеграла магнитного поля составляет $4 \text{ Тл} \times \text{м}$. Среди прочих

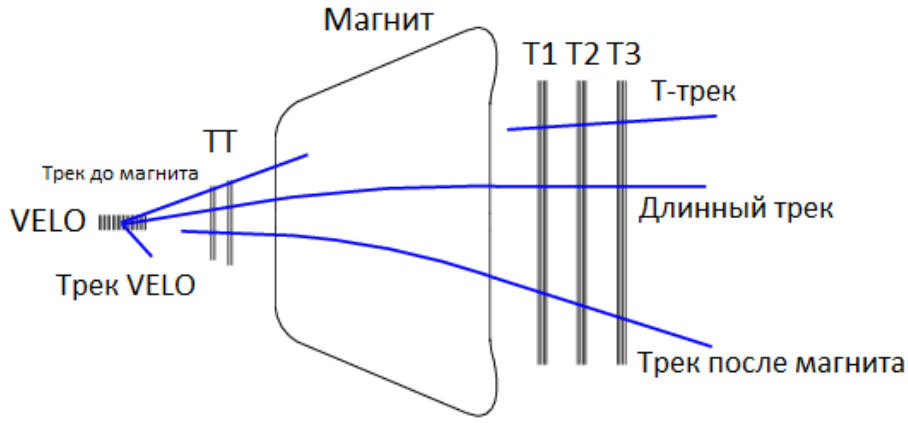


Рисунок 4 — Схематическое изображение реконструкции треков в эксперименте LHCb

экспериментов на ускорителе БАК установка LHCb имеет уникальную особенность, заключающуюся в возможности изменения полярности магнитного поля. Таким образом, набор данных осуществляется в двух режимах работы детектора: по направлению вектора магнитной индукции вдоль оси y (режим вверх) и против (режим вниз) [18]. Подобная функциональность позволяет обнаруживать положительно и отрицательно заряженные частицы в разных областях детектора, способствуя минимизации систематических эффектов при изучении распадов сигнальных процессов. Восстановление траекторий частиц осуществляется путем комбинации сегментов треков до и после магнита, как показано на рисунке 4. До магнита измерение траектории частиц осуществляется за счет информации, поступающей с вершинного детектора VELO и трекера ТТ. Сегмент трека после магнита восстанавливается с помощью трековых станций Т1 – Т3.

1.3.1 Вершинный детектор

Вершинный детектор VELO обеспечивает точные измерения координат треков вблизи точки взаимодействия протонных пучков [11]. Благодаря этому осуществляется определение точки протон-протонных взаимодействий (первичных вершин) и вершин распада прелестных или очарованных адронов

(вторичных вершин), например, распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Таким образом, детектор VELO разрабатывался с целью оптимизации физической программы эксперимента LHCb с учетом следующих аспектов:

- прибор сконструирован для охвата передней области установки таким образом, чтобы все треки внутри геометрического захвата детектора LHCb (15 – 300 мрад) пересекали как минимум три регистрирующие станции детектора VELO. Благодаря этому детектор полностью восстанавливает около 27% всех пар $b\bar{b}$ -кварков, рожденных в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс 7 ТэВ. При этом перекрывается около 1,8% телесного угла установки [19]. Детектор VELO также выполняет реконструкцию треков, движущихся как в прямом, так и обратном направлениях;
- восстановление в детекторе VELO первичных вершин и вторичных вершин от распадов прелестных и очарованных адронов предоставляет важнейшую информацию для высших уровней триггерной системы. Благодаря этому частота данных, поступающих в систему хранения информации, снижается с 1 МГц до нескольких кГц.

Детектор VELO состоит из набора кремниевых модулей, ориентированных перпендикулярно оси пучка, как показано на рисунке 5. Регистрирующие сенсоры расположены на расстоянии всего 7 мм от канала ускорителя БАК, благодаря чему достигается превосходное разрешение вершин. Детектор изготовлен в виде двух раздвижных частей. В рабочем состоянии детектора VELO используется небольшое наложение между его составными частями, вследствие чего обеспечивается полное угловое перекрытие. При нестабильном пучке предусмотрен механизм разведения регистрирующих пластин детектора на расстояние 6 см друг от друга во избежание потенциального ущерба, в связи с увеличением динамической апертуры ускорителя.

Регистрирующие модули детектора VELO выполнены в форме полудисков с радиусом 42 мм. Каждый модуль состоит из кремниевых пластин толщиной 300 мкм. Кремниевые пластины изготовлены из пары склеенных чувствительных сенсоров. Один из двух сенсоров модуля (ϕ -сенсор) измеряет расстояние по азимутальному углу. Другой датчик (r -сенсор) измеряет расстояние от оси пучка z в радиальном направлении. Каждая часть детектора VELO содержит 21 регистрирующий модуль. Общая длина детектора VELO составляет один метр.

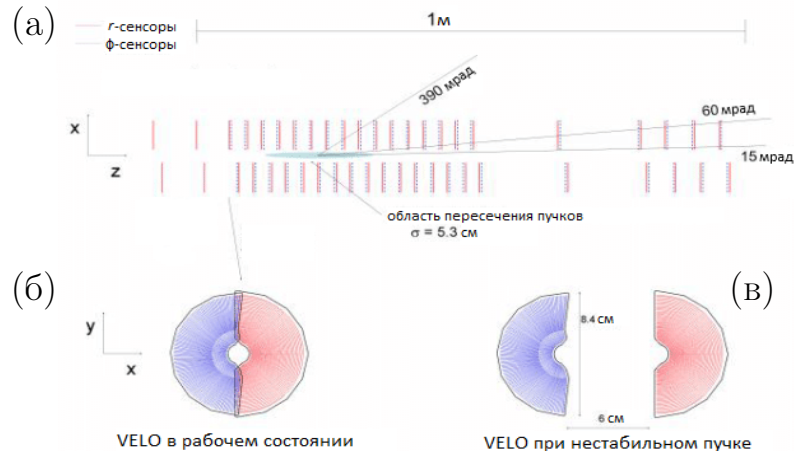


Рисунок 5 — Схематическое изображение детектора VELO в плоскости xz (а). Схематический вид модуля детектора VELO в стандартном режиме работы (б) и при нестабильном пучке (в) (вид по направлению оси z)

По итогам анализа данных 2011 – 2012 гг., точность восстановления первичных вершин в детекторе VELO для событий с 25 треками составляет около 13 мкм в плоскости xy и около 71 мкм вдоль оси пучка z [19]. Разрешение по прицельному параметру для частиц с большим поперечным импульсом составляет около 20 мкм. Временное разрешение для частиц, распавшихся в детекторе VELO равно 50 фс [19].

1.3.2 Дипольный магнит

Дипольный магнит [18] используется в эксперименте LHCb для измерения импульсов заряженных частиц. Магнит состоит из двух катушек выполненных в форме седла и ориентированных под небольшим углом относительно оси пучка, обеспечивая тем самым высокую однородность индуцируемого поля и заданный аксептанс детектора LHCb. Конструкция магнита для треков длиной более 10 м учитывает требования, предъявляемые к уровню магнитного поля в местах установки детекторов RICH (менее 2 мТл) и максимально возможного поля в областях между детектором VELO и трековой станцией TT. Проектирование прибора также ограничивалось размерами экспериментального зала, в котором ранее располагался детектор DELPHI. Поэтому конструкция магнита представляет собой сборку из двух симметричных частей, расположенных на рельсовых платформах, которые можно раздвигать по мере необходимости.

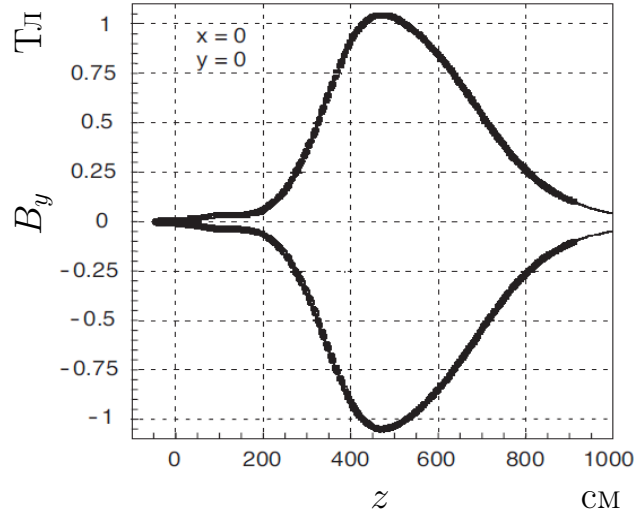


Рисунок 6 — Напряженность магнитного поля по оси y в зависимости от положения по оси z

Пластины толщиной 100 мм, изготовленные из слоистой низкоуглеродистой стали, использовались для создания горизонтальных и вертикальных ригельных балок, общий вес которых составляет 1500 тонн. Вес катушек магнита равняется 54 тоннам [8]. Каждая катушка состоит из 15 пластин, расположенных по 5×3 блоков и изготовленных из полого алюминиевого проводника с центральным каналом охлаждения диаметром 25 мм.

Чтобы достичь требуемого разрешения по импульсу заряженных частиц, интеграл магнитного поля $\oint \vec{B} d\vec{l}$ (циркуляция вектора магнитной индукции $\vec{B}$ по замкнутому контуру $\vec{l}$), измеряется с относительной точностью порядка 10^{-4} . Для выполнения поставленных требований измерение величины магнитного поля производилось с использованием датчиков Холла. Соответствующие измерения выполнялись в месте расположения детектора VELO, внутри магнита, в области размещения трековых станций и внутри магнитного экрана для фотоприемников детекторов RICH. Результаты измерений напряженности магнитного поля по оси y в зависимости от положения по оси z для обеих полярностей магнита показаны на рисунке 6. В обобщенном случае достигнуто превосходное согласие между результатами измерений и компьютерными расчетами. Однако, в области размещения детекторов VELO и RICH1 наблюдается некоторое расхождение для величины интеграла магнитного поля порядка 3,5%. Это расхождение может быть обусловлено как точностью программного обеспечения, используемого в компьютерных расчетах, так и близостью массивного объема железных конструкций, встроенных в бетонные

стены экспериментального зала. Для всех остальных областей согласие между измерениями и компьютерными расчетами оказалось лучше 1% [8].

1.3.3 Трековые станции

Помимо детектора VELO измерение траекторий частиц также осуществляется с помощью триггерного трекера ТТ и трековых станций Т1 – Т3. При этом трековые станции Т1 – Т3 разделены на два элемента: внутренний (IT) и внешний (OT) трекары. Трекары ТТ и IT изготовлены на основе полупроводниковых микростриповых детекторов. В обоих устройствах расстояние между соседними электродами (стрипами) составляет около 200 мкм. По своей конструкции трекер ТТ состоит из четырех секций, изготовленных по планарной технологии. Каждая секция представляет собой плоскости шириной 150 см и высотой 130 см, расположенные между детектором RICH1 и магнитом. Благодаря такой геометрии трекер ТТ перекрывает весь акцептанс эксперимента LHCb. Трекер IT перекрывает крестообразную область шириной 120 см и высотой 40 см (в центральной части трековых станций Т1 – Т3, расположенных после магнита). Каждая секция трекаров ТТ и IT состоит из четырех модульных уровней; в первом и четвертом уровне кремниевые сенсоры расположены вертикально, в то время как во втором и третьем они находятся под углом $\pm 5^\circ$ для обеспечения стереоскопического разрешения в плоскости xu (рисунок 7 (а)). Общая площадь активной поверхности трекара ТТ составляет 8,4 м² и содержит около 143360 кремниевых сенсоров длиной до 38 см. Активная площадь трекара IT составляет около 4 м² и включает в себя порядка 129024 считывающих микрополос длиной 11 см или 22 см.

Трекер OT изготовлен на основе цилиндрических дрейфовых трубок с внутренним диаметром 4,9 мм и предназначен для определения траекторий движения заряженных частиц и измерения их импульсов в области больших телесных углов. Модули трекара OT разделены на три станции (см. рисунок 7 (б)), каждая станция состоит из четырех слоев. В первом и четвертом слоях регистрирующие модули расположены вертикально, в то время как во втором и третьем они наклонены на $\pm 5^\circ$ относительно вертикальных. В качестве рабочей среды в трекаре OT используется газовая смесь на основе аргона

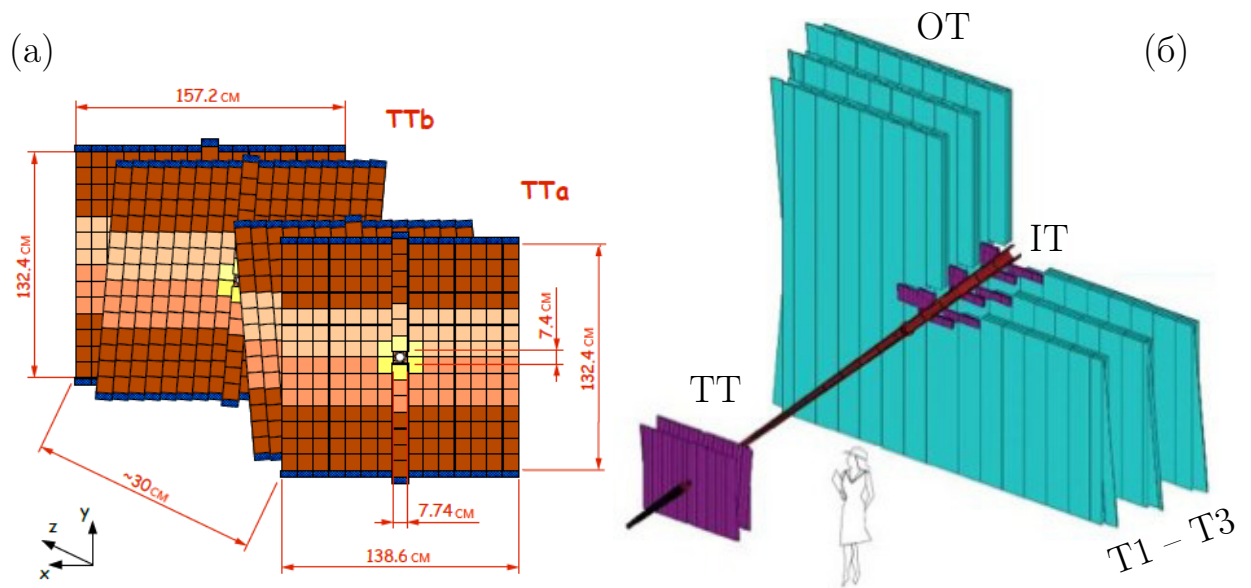


Рисунок 7 — Схематическое изображение слоев трекера ТТ (а).

Схематический вид расположения трековых станций ТТ относительно станций Т1 – Т3, разделенных на внутренний (ИТ) и внешний (ОТ) трекары (б)

(Ar) и углекислого газа (CO_2) в пропорциях (70 : 30)%, что обеспечивает время дрейфа частиц порядка 50 нс. Суммарное количество детектирующих трубок в трекаре ОТ составляет 55×10^3 . Площадь активной поверхности трекара ОТ соответствует 5971×4850 мм². Пространственное разрешение координаты частиц в трекарах ТТ и ИТ, измеренное с использованием данных 2011 г. равно 52,6 мкм и 50,3 мкм, соответственно. Для трекара ОТ пространственное разрешение координаты частиц с импульсом более 10 ГэВ/с составляет 205 мкм. Разрешение по импульсу для треков, проходящих через всю трековую систему (длинные треки на рисунке 4), лежит в интервале от 0,5% до 0,8% для частиц с импульсом менее 20 ГэВ/с и более 100 ГэВ/с, соответственно [9].

1.4 Система идентификации частиц

Эффективная идентификация частиц является одним из важнейших требований, предъявляемых к детектору ЛНСб. Установка ЛНСб обладает комбинированной системой идентификации, которая включает в себя

следующие устройства: детекторы колец черенковского излучения RICH, калориметрическую и мюонную системы. Перечисленные устройства служат для идентификации каонов, протонов, заряженных и нейтральных пионов, фотонов, электронов и мюонов. Описание каждого детектора системы идентификации представлено далее.

1.4.1 Система детекторов колец черенковского излучения

Для идентификации заряженных адронов в широком диапазоне импульсов в эксперименте LHCb используется система из двух детекторов колец черенковского излучения RICH1 и RICH2. Принцип работы детекторов основан на эффекте Вавилова-Черенкова [20]. Заряженная частица, двигаясь в прозрачной среде со скоростью v , превышающей скорость света в этой среде, вызывает излучение видимого света. Волновой фронт излучения представляет собой поверхность конуса, вершиной которого является частица, а осью — траектория ее движения. Угол раствора конуса связан со скоростью частицы следующим соотношением $\cos(\theta_C) = 1/(\beta \times n)$, где $\beta = v/c$ — отношение скорости частицы v к скорости света в вакууме c , а n — показатель преломления среды. Зная импульс частицы и угол распространения фотонов черенковского излучения, можно определить массу налетающей частицы, тем самым идентифицировав ее тип.

Детектор RICH1 расположен до магнита (между детектором VELO и трекером TT) и выполняет идентификацию адронов, обладающих импульсом в пределах от 1 до 60 ГэВ/с. Рабочей средой в детекторе RICH1 выступают аэрогелевые и перфторбутановые (C_4F_{10}) радиаторы. Детектор RICH2 установлен после трековых станций T1 – T3 и осуществляет идентификацию адронов в более широком диапазоне импульсов (начиная от 15 и достигая более 100 ГэВ/с). В качестве чувствительного объема в детекторе RICH2 используется газ тетрафторметан (CF_4). Толщина аэрогелевого радиатора составляет около 5 см, коэффициент преломления среды $n = 1,03$. Для газов C_4F_{10} и CF_4 коэффициенты преломления равны 1,0014 и 1,0005, соответственно [8]. В обоих детекторах RICH фокусировка черенковского света осуществляется с использованием комбинаций сферических и плоских зеркал. Для регистрации

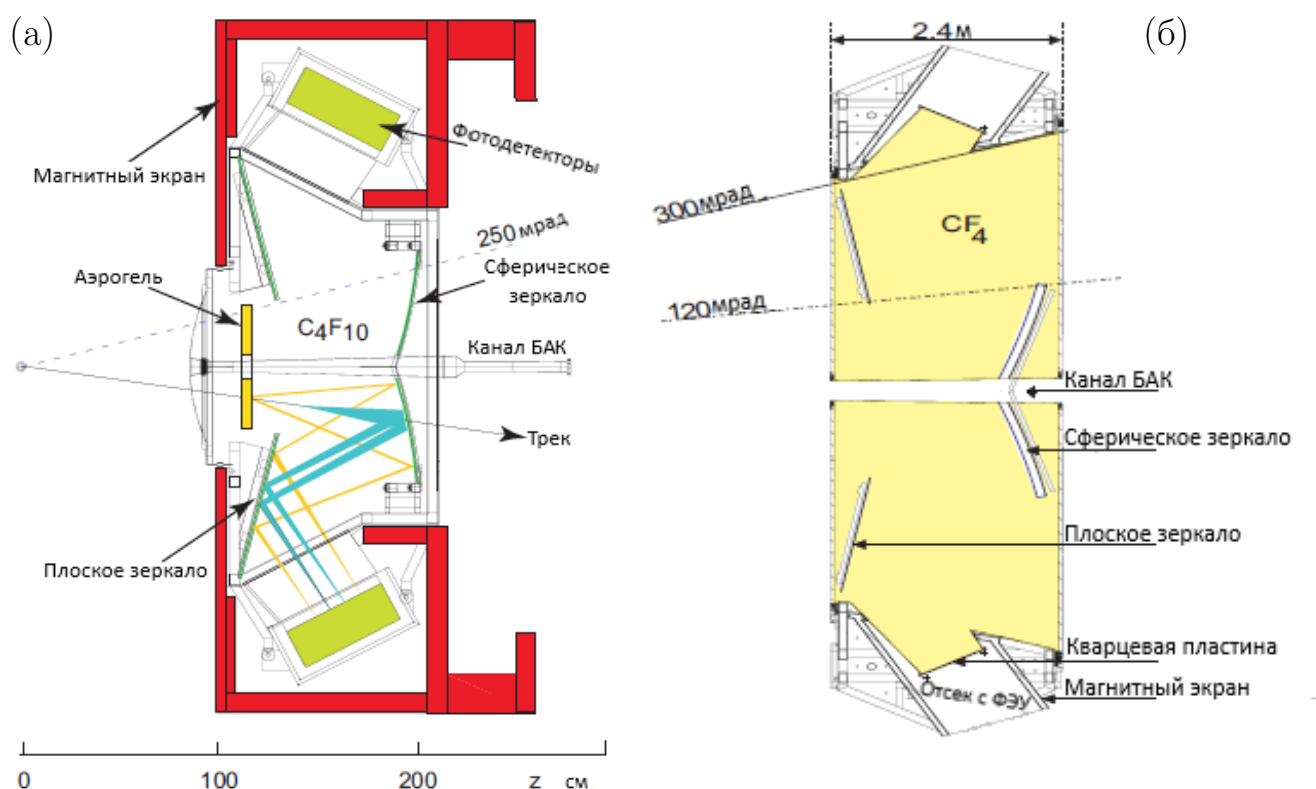


Рисунок 8 — Схематическое изображение детекторов RICH1 (а) и RICH2 (б)

фотонов черенковского света применяются гибридные фотоэлектронные умножители, работающие в диапазоне длин волн 200 — 600 нм. Все фотоприемники расположены внутри защитных экранов, выполненных из никель-железного ферромагнитного сплава и обеспечивающих стабильную работу в условиях магнитного поля 50 мТл. Схематическое изображение детекторов RICH1 и RICH2 приведено на рисунке 8.

Средняя эффективность идентификации каонов с диапазоном импульсов от 2 до 100 ГэВ/с в детекторах RICH составляет около 95%. При этом вероятность ошибочной идентификации пионов в качестве каонов равна 10% [9]. Эффективность идентификации протонов для аналогичного диапазона импульсов в среднем составляет около 90%, вероятность ошибочной идентификации пионов как протонов при этом соответствует 10% [21].

1.4.2 Калориметрическая система

Эффективная идентификация фотонов и π^0 -мезонов является ключевым требованием в изучении радиационных распадов прелестных и очарованных адронов. Калориметрическая система в эксперименте LHCb осуществляет отбор электронов, фотонов и адронов с большим поперечным импульсом на аппаратном уровне триггерной системы L0. При этом запуск триггерного сигнала производится спустя 4 мкс после взаимодействия налетающей частицы с детекторами калориметрической системы. Помимо этого, детекторы калориметрической системы участвуют в идентификации электронов, фотонов и адронов, измеряют их энергии и локализуют положения электромагнитных каскадов. Калориметрическая система состоит из следующих устройств: детектора на основе сцинтилляционных пластин SPD, предливневого детектора PS, электромагнитного ECAL и адронного HCAL калориметров. Все детекторы калориметрической системы расположены между мюонными станциями M1 и M2.

Детекторы SPD и PS имеют похожую конструкцию [22]. Приборы состоят из свинцовой плиты толщиной 15 мм, что соответствует примерно 2,5 радиационным длинам. Плита размещена между двумя идентичными плоскостями, состоящими из набора прямоугольных сцинтилляционных пластин. Сцинтилляционные пластины имеют поперечную сегментацию и разделены на множество детектирующих каналов, общее число которых равно 12032. Площадь активной поверхности детекторов SPD и PS составляет около $7,6 \times 6,2 \text{ м}^2$. Детекторы SPD и PS используются для разделения заряженных и нейтральных частиц (например, электронов от фотонов и π^0 -мезонов). При прохождении через первую сцинтилляционную пластину заряженные частицы теряют энергию за счет ионизации, в то время как нейтральные частицы пролетают через сцинтиллятор без взаимодействия. Далее, при пересечении слоя свинца электроны и фотоны, в отличие от адронов, образуют электромагнитный каскад, который частично регистрируется в детекторе PS. Таким образом осуществляется классификация адронов от электронов и фотонов.

Электромагнитный калориметр ECAL представляет собой гетерогенный калориметр, произведенный по технологии «шашлык» [23]. Прибор изготовлен из перемежающихся слоев органического сцинтиллятора толщиной 4 мм и свинцового поглотителя толщиной 2 мм. Слои сцинтиллятора и свинцового

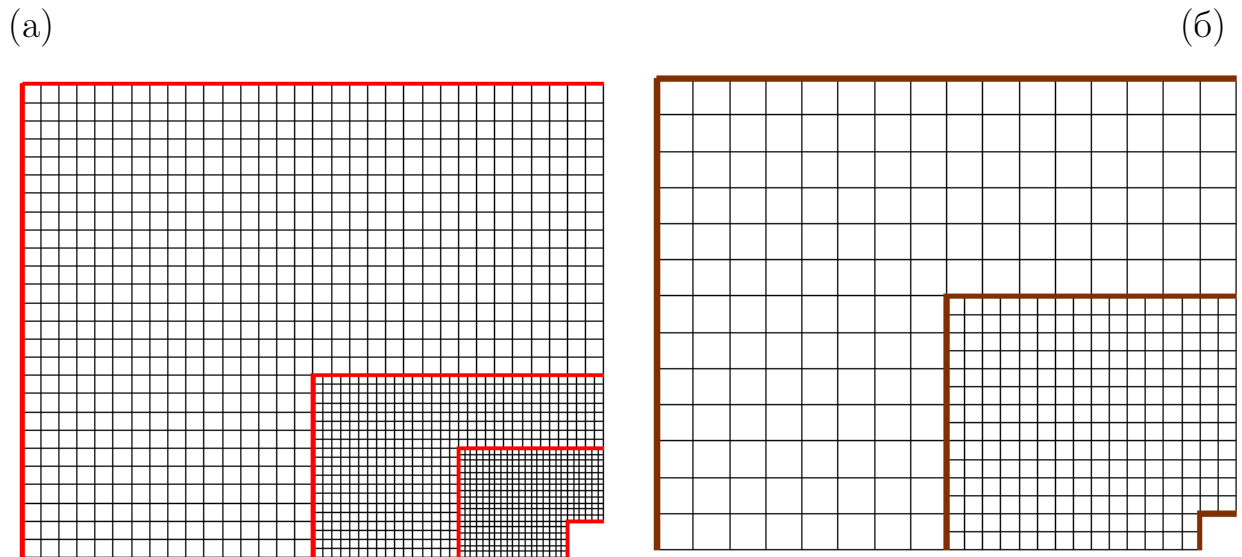


Рисунок 9 — Поперечная сегментация детекторов SPD, PS, калориметра ECAL (а) и калориметра HCAL (б)

абсорбера размещены перпендикулярно оси пучка. В продольном направлении калориметр ECAL состоит из 66 слоев поглотителя и сцинтиллятора и имеет толщину 42 см, что соответствует примерно 25 радиационным длинам. Общее число детектирующих модулей калориметра ECAL равно 3312 [24]. Поперечный размер прибора соответствует $7,8 \times 6,3 \text{ м}^2$. Благодаря такой геометрии и конструкции электромагнитные каскады, образованные в предливневом детекторе, практически полностью поглощаются калориметром ECAL.

Все детекторы калориметрической системы имеют поперечную сегментацию и разделены на зоны по плоскости xy (рисунок 9). Подобная геометрия обусловлена высокой множественностью частиц вблизи оси пучка. Калориметр ECAL разделен на три зоны: внешнюю, среднюю и внутреннюю. Модули каждой зоны имеют одинаковые конструкции и размеры, но состоят из разного количества регистрирующих каналов (ячеек). Внешний модуль калориметра состоит из одной ячейки размером $121,2 \times 121,2 \text{ мм}^2$. Модули средней и внутренней зон состоят из четырех и девяти ячеек размерами $60,6 \times 60,6 \text{ мм}^2$ и $40,4 \times 40,4 \text{ мм}^2$, соответственно. Общее количество детектирующих каналов калориметра ECAL равно 6016. Схематический вид модуля внутренней зоны калориметра ECAL представлен на рисунке 10 (а). Детекторы SPD и PS имеют аналогичную сегментацию, но с меньшими поперечными размерами ячеек,

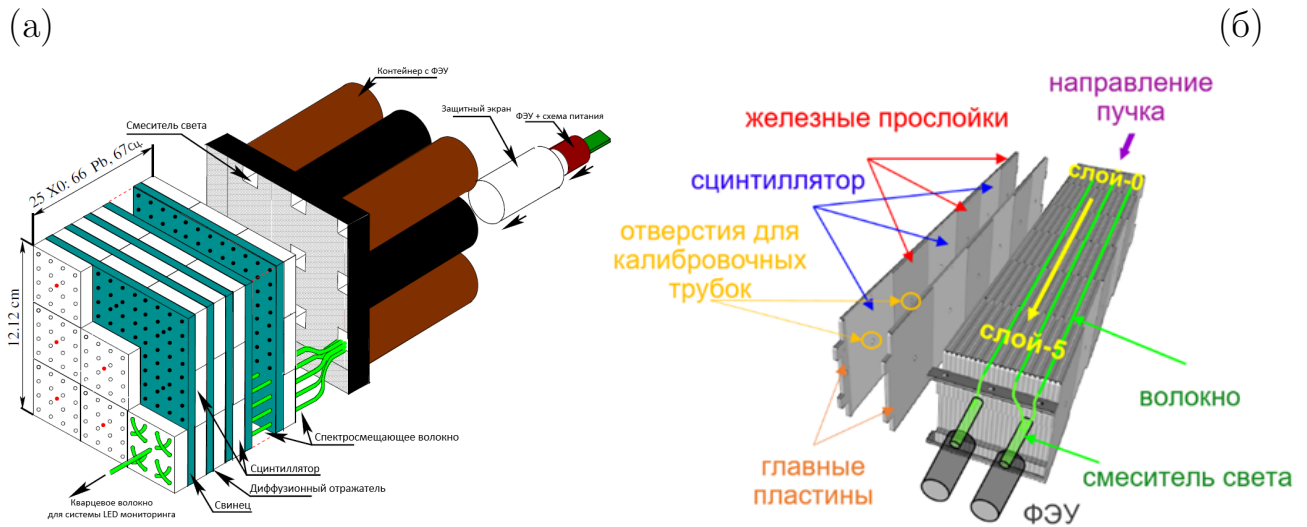


Рисунок 10 — Схематический вид внутреннего модуля калориметра ECAL (а) и детектирующих ячеек калориметра HCAL (б)

что позволяет улучшить эффективность разделения электронов, фотонов и адронов. Основные параметры каждого детектора калориметрической системы представлены в таблице 1.

Адронный калориметр HCAL [25] размещен сразу после электромагнитного калориметра. Прибор изготовлен из чередующихся слоев пластикового сцинтиллятора и плит железного поглотителя. Конструктивной особенностью калориметра HCAL является ориентация активного вещества и абсорбера, слои которых направлены параллельно оси пучка (рисунок 10 (б)). Подобная ориентация слоев обусловлена более широким профилем адронных ливней. Поперечный размер установки составляет $8,4 \times 6,8 \text{ м}^2$, толщина калориметра равна 5,6 длинам ядерного взаимодействия. По своей конструкции калориметр HCAL состоит из двух симметричных частей, каждая из которых содержит 26 горизонтально расположенных модулей, установленных на подвижных рельсовых платформах. Каждая из частей калориметра HCAL разделена на две зоны: внешнюю и внутреннюю (см. рисунок 9 (б)). Размер ячеек внешней и внутренней зон калориметра HCAL составляет $262,6 \times 262,6 \text{ мм}^2$ и $131,3 \times 131,3 \text{ мм}^2$, соответственно. Общее число детектирующих каналов адронного калориметра равно 1488 (608 внешних и 880 внутренних). Схематический вид прибора представлен на рисунке 11. Энергетические разрешения калориметров измерялись

Таблица 1 — Основные параметры детекторов калориметрической системы, где E^{max} – верхний предел энерговыделения (в ГэВ), θ – угол между направлением импульса частицы и осью пучка

Детектор	SPD/PS	ECAL	HCAL
Число каналов	2×6016	6016	1488
Размер, м ²	$7,6 \times 6,2$	$7,8 \times 6,3$	$8,4 \times 6,8$
Размер ячейки, мм ²	39,66/39,84	40,4	131,3
(внеш.,	59,5/59,76	60,6	—
сред.,	119/119,5	121,2	262,6
внутр.)			
Световыход, фэл/ГэВ	20	$(2,5 - 3,5) \times 10^3$	105
Динамический диапазон	0,1 бит	$E^{max} = 10 + 7/\sin \theta$	$E^{max} = 30/\sin \theta$

в тестовых сеансах на пучке и составляют:

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{ECAL} = \frac{(8,5 \div 9,5)\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,8\%; \quad \frac{\sigma_E}{E} \Big|_{HCAL} = \frac{(69 \pm 5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (9 \pm 2)\%,$$

где E – энергия, измеренная в ГэВ [8].

Во всех четырех детекторах калориметрической системы сбор сцинтилляционного света выполняется с использованием спектросмещающего оптического волокна диаметром 1,2 мм. В каждом приборе волокно проложено по индивидуальной технологии. В детекторах SPD и PS волоконная петля, состоящая из 3,5 витков, вклеена внутрь плоскости каждой сцинтилляционной пластины. В калориметре ECAL волокна проложены вдоль всего модуля, пронизывая ячейку через матрицу отверстий на плоскости каждого слоя сцинтиллятора и поглотителя. В калориметре HCAL сцинтилляционный свет собирается с верхних и нижних краев сцинтилляционных пластин, как показано на рисунке 10 (б). Среднее время высвечивания волокон составляет около 7 нс, это приводит к увеличению длительности выходного импульса, поэтому для формирования сигнала используется схема на 5 нс линии задержки. Собранный волокном свет транспортируется к фотоэлектронным умножителям (ФЭУ). Схема питания

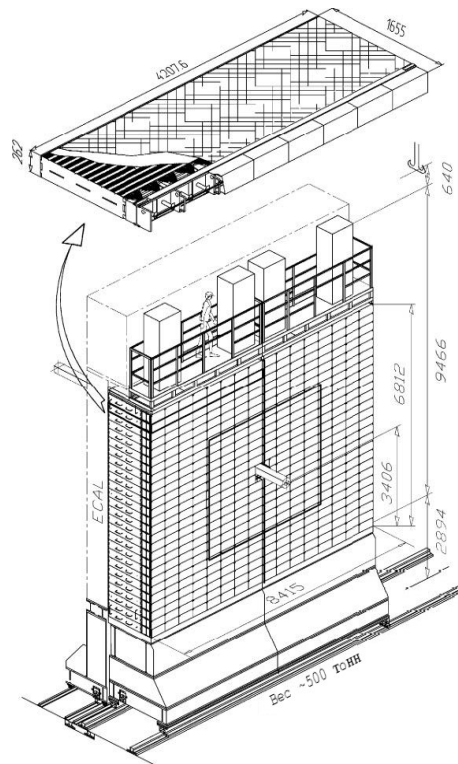


Рисунок 11 — Схематическое изображение калориметра HSCAL. Сверху показан один из модулей

ФЭУ организована с использованием плат умножителя напряжений Кокрофта-Волтона [26]. Для подавления остаточных магнитных полей каждый ФЭУ размещен внутри экранирующего контейнера.

Условия работы эксперимента ЛНСб предъявляют следующие требования к адронному калориметру:

- измерение поперечных энергий частиц при частоте столкновений протонных сгустков 40 МГц;
- высокая радиационная стойкость (ожидаемая доза около 100 крад/год для центральной части);
- ограниченное пространство вдоль оси пучка.

Для обеспечения эффективной работы триггерной системы эксперимента калориметр HSCAL оснащен встроенной системой автокалибровки радиоактивным источником ^{137}Cs (цезий-137) [27]. Калибровочная система калориметра обеспечивает возможность контроля всего оптического тракта (сцинтиллятор, волокно, ФЭУ) [28]. Архитектура системы построена на гидравлическом перемещении миниатюрных контейнеров (капсул) с источником ^{137}Cs , активностью около 10 мКи (милликюри). Алюминиевая капсула с источником перемещается

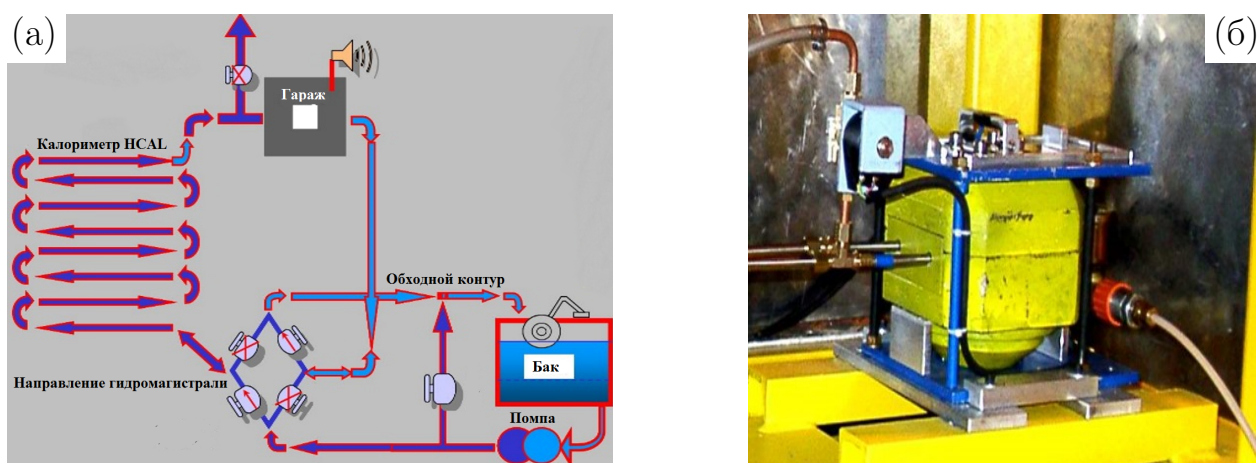


Рисунок 12 — Принципиальная схема работы калибровочной системы для одной половины калориметра HSCAL (а). Фотография контейнера для источника (б)

потоком жидкости внутри стальных трубок с внутренним диаметром 6 мм. В качестве движущей среды используется чистая деминерализованная вода. Общая длина системы калибровочных трубок составляет около 27 м на один модуль. Модули обеих частей калориметра соединены последовательно и оборудованы индивидуальной системой гидропривода и калибровочным источником. Эскиз гидравлической системы представлен на рисунке 12 (а). Капсула с источником приводится в движение с помощью насоса, направление потока жидкости задается системой клапанов. Между сеансами калибровки капсулы с источниками хранятся в свинцовых контейнерах (т. н. гаражах, см. рисунок 12 (б)) с толщиной стенок 5 см. В процессе калибровки капсула с источником перемещается со средней скоростью около 30 см/с, набор данных производится как в прямом (F), так и в обратном (R) направлении потока жидкости, после чего капсула с источником доставляется в гараж.

В момент прохождения источника сквозь плоскости сцинтилляционных пластин зарегистрированный фотоумножителем свет увеличивает постоянный анодный ток до значения в 100 нА, который интегрируется набором плат интеграторов тока. Измерения амплитуд анодных токов ФЭУ проводятся каждые 1,5 мс и записываются на диск для дальнейшего анализа [29]. Типичный вид распределения анодных токов по времени движения капсулы с источником представлен на рисунке 13. Каждое распределение затем аппроксимируется

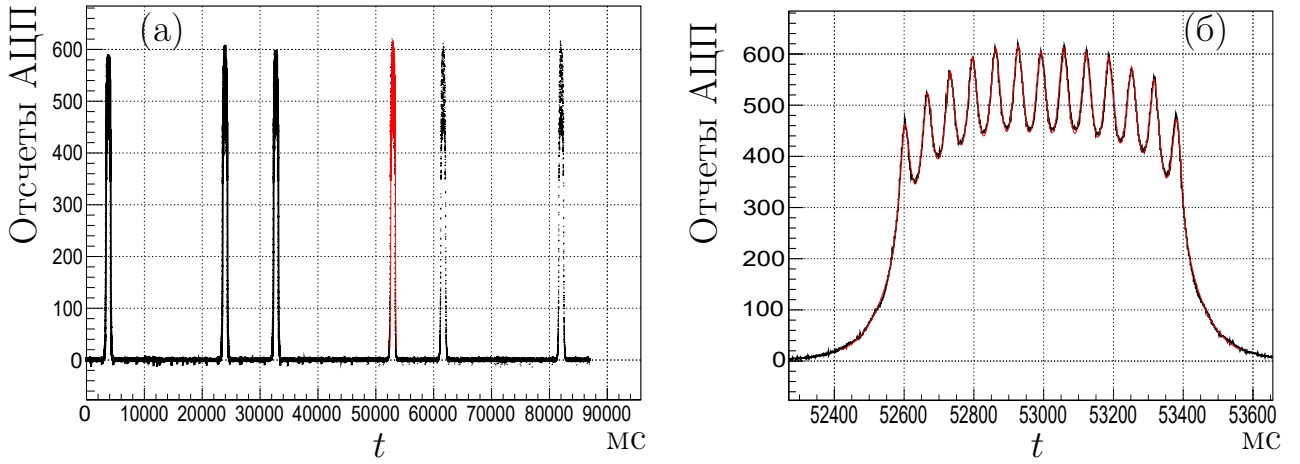


Рисунок 13 — Типичное распределение отклика сцинтиллятора при прохождении источника через слои калориметрической ячейки (а) и более детальный вид отклика для одного слоя (б), где каждый пик соответствует сигналу в отдельной сцинтилляционной пластине. Красным цветом изображена подгонка распределения (уравнение 1)

эмпирически полученной функцией отклика $I(t)$, размещенной через равные промежутки времени Δt :

$$I(t) = \sum_i^N C_i \times f(t - t_0 - i \times \Delta t), \quad (1)$$

где N — количество сцинтилляционных пластин в текущем слое, i — номер сцинтилляционной пластины, C_i — отклик сцинтилляционных пластин, t_0 — время старта сеанса калибровки. Процедура анализа калибровочных данных осуществляется с помощью автономного программного обеспечения (ПО) и состоит из нескольких шагов:

- аппроксимация распределений анодных токов ФЭУ для каждого направления движения капсулы, сохранение результатов в файл формата ASCII;
- построение пути к директории с калибровочными данными, чтение данных;
- сравнение результатов аппроксимации между F - и R -направлениями, отбор амплитуд с лучшим параметром качества подгонки;
- расчет средних значений амплитуд по каждому слою калориметрических ячеек, вычисление калибровочных поправок;
- построение гистограмм, передача данных в графический интерфейс пользователя (GUI).

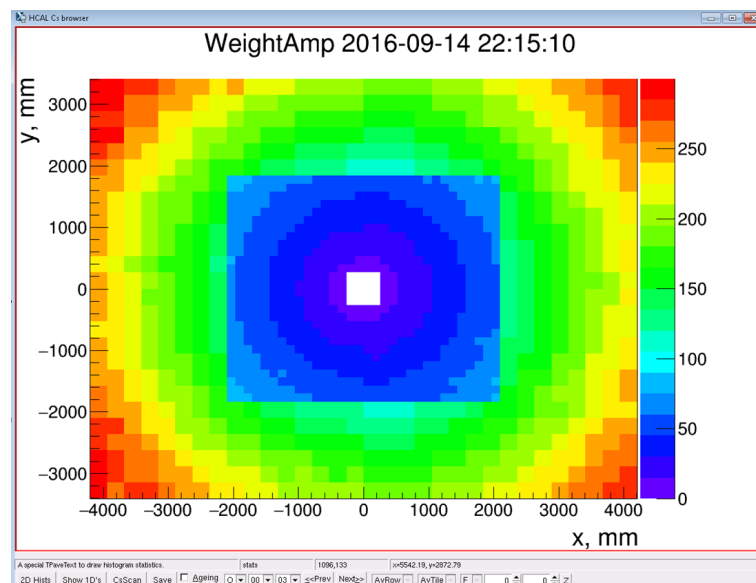


Рисунок 14 — Главное меню программы на примере двумерного распределения усредненных анодных токов ФЭУ по 6-ти слоям калориметрических ячеек

Алгоритм ПО построен на языке программирования C++ с применением пакетов объектно-ориентированных программ ROOT и специализированных библиотек, используемых для связи с базой данных (БД) ORACLE, в которую сохраняются калибровочные коэффициенты. Интерфейс программы представляет собой карту калориметра HSCAL в виде двумерной гистограммы. Оси x и y соответствуют геометрическим координатам ячеек, по оси z отложены значения визуализируемой величины [30]. Главное меню программы на примере двумерного распределения среднего значения амплитуд анодных токов по всем слоям калориметрических ячеек представлено на рисунке 14.

Ввиду большого количества функциональных возможностей программы особое внимание уделено элементам интерфейса GUI. Пользовательский интерфейс содержит совокупность меню, осуществляющих следующие действия: выбор архивных калибровок и параметров для визуализации, сохранение результатов калибровки в БД. Построение графиков вызывается из расширенного контекстного меню, которое имеет дополнительные вкладки, отвечающие за вызов соответствующих функций. Так как цезиевая калибровка калориметра HSCAL позволяет измерять отклик в отдельной сцинтиляционной пластине, имеется возможность контроля технического состояния прибора путем оценки радиационного повреждения сцинтиллятора и спектросмещающего волокна. Относительное старение световых выхода сцинтиллятора определяется по формуле:

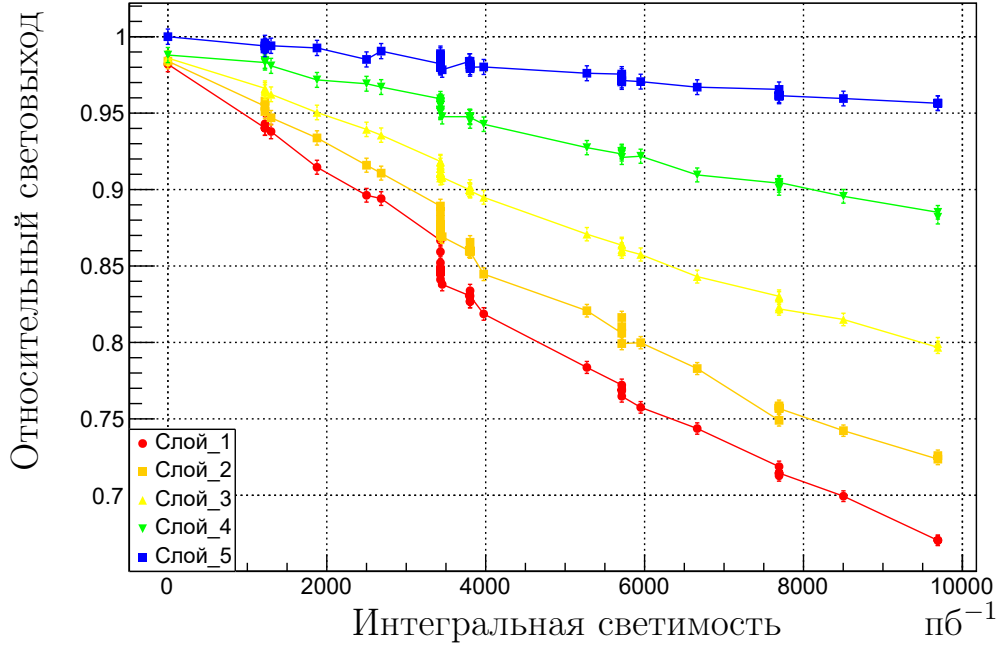


Рисунок 15 — Графики старения относительного световыхода сцинтиллятора для первых 5-ти слоев (среднее значение для 44-х центральных ячеек) как функции интегральной светимости

$$R_i = \frac{A_i}{A_5} \bigg/ \frac{A_i^{ref}}{A_5^{ref}},$$

где A_i — средний отклик в i -ом слое, A_5 — отклик в пятом слое, значения амплитуд с индексом ref относятся к эталонной калибровке при нулевой интегральной светимости. Расчеты проводятся для первых пяти слоев, т. к. в них поглощается значительная часть адронного ливня. Графики зависимостей относительного световыхода от интегральной светимости приведены на рисунке 15. Из результатов калибровок видно, что за время эксплуатации калориметра HSCAL (2011 – 2018 гг.) величина отклика в первых трех слоях центральных ячеек в среднем уменьшилась на 20 – 35% [29]. Тем не менее, за время набора физических данных, радиационное старение оптических элементов калориметра находилось под постоянным контролем благодаря частым и своевременным процедурам калибровки с использованием модернизированного ПО.

1.4.3 Система идентификации мюонов

Мюонные кандидаты участвуют в редких и полуперлептонных распадах прелестных и очарованных адронов, чувствительных к эффектам CP – нарушения. Кроме того, изучение редких распадов B -мезонов, таких, как $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ может привести к обнаружению физических эффектов за пределами Стандартной модели. Для обоих анализов данных, представленных в диссертации, мюонная система играет решающую роль из-за наличия пары противоположно заряженных мюонов в конечном состоянии. Мюонный детектор предназначен для отбора мюонов с большим поперечным импульсом на аппаратном уровне L0 триггерной системы, а также выполняет идентификацию мюонов для автономного анализа на высших уровнях HLT триггерной системы.

Мюонная система состоит из пяти станций M1 – M5, расположенных перпендикулярно оси пучка (рисунок 16). Суммарное число детектирующих каналов составляет около 1380. Общая площадь, покрываемая детектором, равна 435 м². Детекторы мюонной системы охватывают область около 20 мрад (16 мрад) и 306 мрад (258 мрад) в горизонтальной (вертикальной) плоскости, соответственно. Таким образом, внутрь геометрического захвата установки попадает около 20% мюонов, образованных в результате инклюзивных полуперлептонных распадов адронов, содержащих b -кварк. Станции M2 – M5 выполнены на основе многопроволочных пропорциональных камер. Детекторы размещены после калориметрической системы. Слои камер разделены между собой плитами железного поглотителя толщиной 80 см. В качестве рабочей среды камер используется газовая смесь на основе аргона (Ar), углекислого газа (CO_2) и тетрафторметана (CF_4) в пропорциях (40 : 55 : 5)%. Станция M1 построена на основе газовых электронных умножителей и используется для быстрой оценки импульсов мюонов. Для минимизации эффектов многократного рассеяния мюонов в большом объеме плотного вещества калориметров станция M1 установлена перед детектором SPD. Минимальный импульс мюона, пересекающего все пять станций должен быть порядка 6 ГэВ/с. Все станции системы идентификации мюонов разделены на четыре секции (R1 – R4) с более плотной сегментацией в области канала ускорителя БАК, где множественность частиц выше.

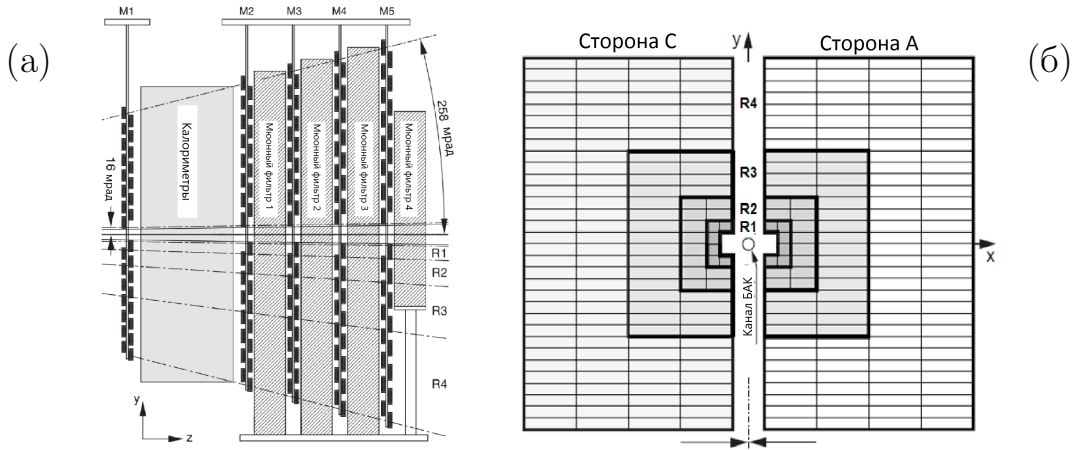


Рисунок 16 — Схематическое изображение мюонных детекторов. Вид сбоку (а) и вид спереди (б)

Сигнал для запуска триггерной системы эксперимента обеспечивается за счет восстановления одиночного мюонного трека и измерения поперечного импульса мюонного кандидата. При этом детектирование мюона должно быть выполнено во всех пяти станциях. Станции М1 – М3 обладают высоким пространственным разрешением вдоль оси x (горизонтальная плоскость). Задача этих станций определить направление трека и измерить поперечный импульс мюонного кандидата с разрешением около 20%. Пространственное разрешение станций М4 и М5 ограничено, поэтому их основное предназначение – это идентификация налетающей частицы. Эффективность идентификации мюонов в широком диапазоне импульсов в среднем составляет порядка 98%. При этом вероятность ошибочной идентификации пиона в качестве мюона равна 2% [21].

1.5 Триггерная система

Проектный режим работы спектрометра ЛНСЬ соответствует светимости $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что существенно ниже номинальной светимости комплекса БАК. Такой режим набора данных позволяет значительно снизить радиационную нагрузку на компоненты детектора и блоки считывающей электроники. Более того, при такой конфигурации на одно столкновение протонных сгустков в среднем приходится по одному протон-протонному соударению,

что обеспечивает стабильную и эффективную реконструкцию событий. При проектном режиме работы комплекса БАК частота пересечения протонных пучков составляет около 40 МГц. При этом события, содержащие пару $b\bar{b}$ -кварков, происходят с частотой всего 100 кГц, и лишь малая доля таких событий будет представлять интерес для дальнейшего анализа. Для понижения потока поступающих с детектора данных с 40 МГц до нескольких кГц в эксперименте ЛНСб используется триггерная система. Триггерная система состоит из нескольких уровней: низшего аппаратного уровня L0 и двух программируемых уровней высших порядков HLT1 и HLT2.

Аппаратный уровень триггерной системы L0 понижает поток поступающих данных с 40 МГц до (примерно) 1 МГц. Для этого используется информация, идущая с детекторов калориметрической системы и мюонных станций. Поскольку распады адронов, содержащих тяжелые кварки, рождают частицы с большими поперечными импульсами и энергиями, то работа аппаратного уровня триггерной системы основывается на следующих принципах:

- реконструкция в детекторах калориметрической системы адронных, электронных или фотонных кандидатов с большой поперечной энергией E_T . Для принятия положительного решения уровнем L0 адронные кандидаты должны обладать поперечной энергией $E_T > 3,5$ ГэВ. Электронные, фотонные и π^0 -мезонные кандидаты, в свою очередь, должны иметь поперечную энергию $E_T > 2,5$ ГэВ;
- наличие одного или двух мюонных кандидатов с большим значением поперечного импульса (p_T). В случае одного мюонного кандидата уровень L0 выдаст положительное решение, если поперечный импульс мюона будет больше, чем 1,7 ГэВ/с. При наличии двух мюонных кандидатов положительное решение уровня L0 будет принято, если произведение их импульсов будет удовлетворять выражению $\sqrt{p_T^1 \times p_T^2} > 1,3$ ГэВ/с.

После прохождения аппаратного уровня триггерной системы L0 события поступают на последующую обработку уровнями высших порядков HLT1 и HLT2. На этих уровнях обработка данных выполняется с использованием более 1350 мультипроцессорных узлов. Обработка событий на высших уровнях триггерной системы осуществляется с использованием информации, поступающей со всех подсистем спектрометра ЛНСб. Уровень HLT1 использует информацию с трековой системы для уточнения поперечных импульсов с целью верификации решения, принятого аппаратным уровнем L0. Кроме того, программируемый

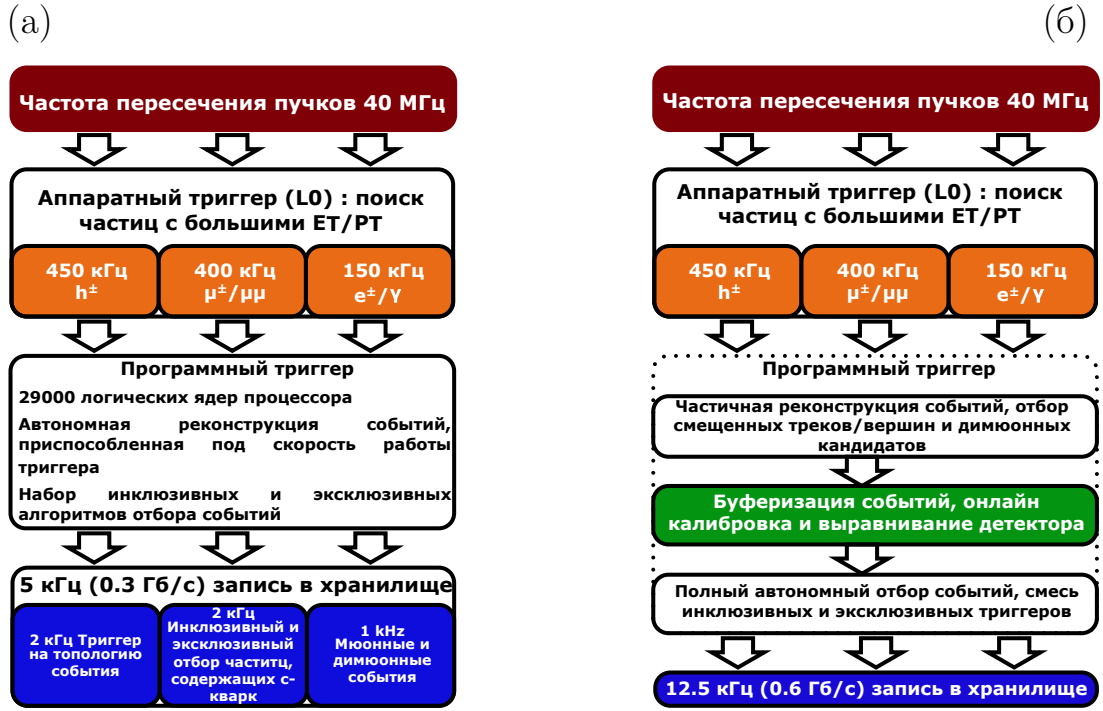


Рисунок 17 — Блок-схемы, иллюстрирующие многоуровневую триггерную систему эксперимента LHCb и принцип работы системы в периоды 2011 – 2012 гг. (а) и 2015 – 2018 гг. (б)

уровень HLT1 может использовать дополнительную информацию с вершинного детектора VELO, например, для отбора событий с большим прицельным параметром. Низкая частота поступающих данных позволяет уровню HLT2 использовать ещё больше информации и полностью осуществить первичную реконструкцию события. По итогам полной первичной реконструкции события осуществляется отбор инклюзивных и эксклюзивных распадов прелестных и очарованных адронов. Данные, прошедшие всю цепочку уровней триггерной системы, поступают в систему сбора и хранения информации. Блок-схема, иллюстрирующая работу триггерной системы эксперимента LHCb в 2011 – 2012 и 2015 – 2018 гг. представлена на рисунке 17.

1.6 Условия обработки и хранения данных

Обработка и хранение данных, отобранных триггерной системой для проведения физического анализа, осуществляется с помощью системы распределенных вычислений Грид. Система Грид представляет собой иерархическую

распределительную компьютерную сеть, состоящую из множества вычислительных узлов, расположенных в различных институтах — участниках эксперимента.

События, принимаемые триггерной системой, записываются в потоковые файлы с форматом «сырых данных» (RAW формат) и передаются в вычислительный центр Tier-0, расположенный в ЦЕРН. На этом этапе данные архивируются, копируются и распределяются на шести вычислительных центрах эксперимента LHCb Tier-1, расположенных в крупнейших институтах по всему миру. Первичная реконструкция событий выполняется непосредственно после получения физических данных детектором. В этом случае вычислительный центр, расположенный в ЦЕРН, рассматривается как узел Tier-1 и выполняет обработку 1/7 всех данных, поступающих со спектрометра. Остальные этапы по реконструкции выполняются на площадках Tier-1, содержащих соответствующие данные в формате RAW.

Для большинства физических анализов требуется специализированный отбор событий для последующих шагов реконструкции. Поскольку такая операция требует длительного времени на процессорную обработку, то процедура обработки данных централизуется в так называемую стадию зачистки. После стадии зачистки образцы данных реплицируются на всех семи узлах Tier-1 (включая узел, расположенный в ЦЕРН). Эти данные являются исходными для пользовательского анализа и дальнейшей централизованной обработки физическими рабочими группами. Таким образом, аналитикам не требуется доступ к данным в формате RAW и к выходным данным без дополнительной обработки. Подробности описания компьютерной вычислительной системы эксперимента LHCb представлены в работах [31, 32].

Выполнение физического анализа невозможно без использования образцов данных, полученных путем математического моделирования методом Монте-Карло (МК). Математическое моделирование выходного сигнала детектора можно разделить на две стадии: моделирование распадов частиц и моделирование детектора и взаимодействия частиц с ним. Первым этапом математического моделирования МК является генерация протон-протонных столкновений. Такая процедура выполняется с использованием пакета программ RUTHIA [10], оборудованного специализированным набором библиотек, соответствующих реальным условиям работы эксперимента LHCb [33]. Моделирование распадов прелестных и очарованных адронов выполняется

с использованием программы EVTGEN [34]. Излучение фотонов в конечном состоянии добавляется в модель с помощью библиотеки PHOTOS [35]. Отклик спектрометра LHCb и взаимодействие частиц с детектором моделируются с использованием пакета программного обеспечения GEANT4 [36, 37]. Оцифровка отклика детектора моделируется с помощью приложения BOOLE [38]. После сигнал проходит через все уровни триггерной системы и последовательно реконструируется аналогичным образом (используя идентичные базы данных), что и физические данные.

2 Изучение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$

Узкий $\chi_{c1}(3872)$ -резонанс, схожий по свойствам с чармонием, был открыт в 2003 г. сотрудничеством Belle в распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$, с использованием канала $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. В инвариантной массе комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^-$, кроме известного пика $\psi(2S)$ -мезона, был обнаружен еще один узкий пик от ранее неизвестного состояния, со статистической значимостью более 10 стандартных отклонений [39]. Масса обнаруженной частицы составляла $m_{\chi_{c1}(3872)} = 3872,0 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,5(\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2$ [39] и находилась близко к порогу рождения $D^0 \bar{D}^{*0}$ -мезонов [40]. Было установлено, что ширина состояния меньше 2,3 МэВ на 90% уровне достоверности [39]. Открытие $\chi_{c1}(3872)$ -состояния вскоре было подтверждено и другими коллаборациями [41–66]. Позже, на основе анализа спектра инвариантной массы двух пионов противоположных знаков, в распаде $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ было установлено, что данный распад проходит преимущественно через $\rho^0(770)$ -резонанс [44, 58]. В 2013 году в результате объединенных выводов экспериментов CDF [47] и LHCb [62] были окончательно определены квантовые числа $\chi_{c1}(3872)$ -состояния: $J^{PC} = 1^{++}$, где J – полный угловой момент, P и C – пространственная и зарядовая четности. Несмотря на значительный объем полученных за эти годы экспериментальных данных, природа этого состояния по-прежнему остается загадочной и неясной. К настоящему времени в литературе интенсивно обсуждаются интерпретации $\chi_{c1}(3872)$ -частицы как стандартного состояния чармония $\chi_{c1}(2P)$ [67], связанного состояния $D^0 \bar{D}^{*0}$ -мезонов с малой энергией связи [68–70], тетракварка, являющегося связанным состоянием цветных кварков [71], гибрида кварков и глюонов [72], адрочармония [73] или смешанного состояния [74, 75].

Кроме того, состояние $\chi_{c1}(3872)$ было экспериментально зарегистрировано в распадах прелестных мезонов¹, в прямых протон-протонных² и протон-антипротонных³ столкновениях. До настоящего времени $\chi_{c1}(3872)$ -мезон не наблюдался в распадах прелестных барионов, поэтому поиск таких распадов является актуальной задачей современной физики высоких энергий.

¹Например, в эксперименте BaBar [43].

²Эксперименты на ускорителе БАК, такие как CMS [58], ATLAS [63] и LHCb [56].

³Ускорительный комплекс Теватрон в экспериментах D0 [42] и CDF [44].

В Главе описывается процедура поиска и изучения нового распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$, где $\chi_{c1}(3872)$ -мезон восстанавливался с использованием конечного состояния $J/\psi \pi^+ \pi^-$ с последующим распадом J/ψ -мезона на мюонную пару. Исследование основано на данных, набранных спектрометром LHCb при энергиях протон-протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1, 2 и 1,9 фб⁻¹. В качестве нормировочной моды использовался распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ с каналом $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Отношение парциальных ширины измерялось по формуле:

$$\mathcal{B}_Y^X = \frac{N_X}{N_Y} \times \frac{\varepsilon_Y}{\varepsilon_X}, \quad (2)$$

где X и Y обозначают распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, N соответствует числу сигнальных событий, а ε – эффективность восстановления изучаемых распадов.

2.1 Отбор сигнальных событий

Распады $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- pK^-$, содержащие промежуточные резонансы $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, реконструировались с использованием моды распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Отбор сигнальных и нормировочных событий производился с помощью наложения ограничений на различные кинематические переменные и идентификацию вторичных частиц. Для уменьшения систематической погрешности измерения отношения парциальных ширины в анализе использовались одинаковые критерии отбора событий. Для обоих каналов распада используемые ограничения преимущественно повторяли требования, представленные в работе [76]. Базовые критерии отбора основывались на смягченных ограничениях к различным параметрам, описанным далее. Последующее подавление комбинаторного фона осуществлялось с применением методов машинного обучения, построенных на использовании классификатора на основе ускоренного дерева решений (BDT) [77]. Список предварительных критериев отбора представлен в таблице 2. В анализе использовались события, которые прошли триггерный отбор, благодаря наличию в них сигнального J/ψ -кандидата.

Таблица 2 — Предварительные критерии отбора для распадов Λ_b^0 -бариона

Переменная	Ограничение
χ_{tr}^2/ndf	< 4
$\mathcal{P}_{fake}$	$< 0,5$
χ_{IP}^2	> 4
$p_T(\mu^\pm)$	$> 550 \text{ МэВ}/c$
$\chi_{vtx}^2/ndf(J/\psi)$	< 20
L_S	> 3
$\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi}$	> 0
$p_T(p, K^-, \pi^\pm)$	$> 200 \text{ МэВ}/c$
$p(p)$	$\in [10; 150] \text{ ГэВ}/c$
$p(K^-, \pi^\pm)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}(p, K^-, \pi^\pm)$	$> 0,1$
$\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$	< 9
$\chi_{vtx}^2(\Lambda_b^0)$	< 35
$\chi_{DTF}^2/ndf(\Lambda_b^0)$	< 4
$c\tau(\Lambda_b^0)$	$> 75 \text{ мкм}$
$m_{J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-}$	$\in [5,57; 5,67] \text{ ГэВ}/c^2 (\Lambda_b^0)$ $\in [3,00; 3,20] \text{ ГэВ}/c^2 (J/\psi)$
$m_{J/\psi, J/\psi \pi^+ \pi^-}$	$\in [3,62; 3,72] \text{ ГэВ}/c^2 (\psi(2S))$ $\in [3,80; 3,95] \text{ ГэВ}/c^2 (\chi_{c1}(3872))$
$wm_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+ K^-}^{K^+ \rightarrow p}$	$\notin [5349; 5385] \text{ МэВ}/c^2$
$wm_{B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+ K^-}^{\pi^+ \rightarrow p}$	$\notin [5257; 5302] \text{ МэВ}/c^2$

Мюонные, протонные, пионные и каонные кандидаты определялись с использованием комбинированной информации с детекторов колец черенковского излучения RICH, калориметрической и мюонной систем. Отобранные кандидаты имели поперечный импульс (p_T) более 550 МэВ/с для мюонных и более 200 МэВ/с для адронных кандидатов. Для обеспечения эффективной идентификации частиц требовалось, чтобы импульс (p) каонов и пионов лежал в диапазоне от 3,2 до 150 ГэВ/с. При этом протоны обладали импульсом в области от 10 до 150 ГэВ/с. Дополнительно применялось ограничение на параметр нейронной сети $\text{ProbNN}(h) > 0,1$. Параметр ProbNN представляет собой вероятность того, что зарегистрированный адрон h является каонным, пионным или протонным кандидатом.

Для гарантии качества восстановления треков использовалось требование на параметр аппроксимации траектории заряженной частицы χ^2 , деленный на число степеней свободы ndf , который должен был удовлетворять соотношению $\chi_{tr}^2/ndf < 4$. Дополнительным условием к качеству реконструкции треков было ограничение на вероятность того, что трек является ложным. Величина вероятности ложного трека удовлетворяла соотношению $\mathcal{P}_{fake} < 0,5$, что позволило существенно подавить такие треки. Также все треки обладали прицельным параметром, отличным от нуля относительно первичной вершины, со значимостью 2 стандартных отклонения $\chi_{IP}^2 > 4$, чтобы отсечь вклад треков из точки взаимодействия пучков.

Пары противоположно заряженных частиц, идентифицированные как мюоны, объединялись в общую вершину для формирования J/ψ -кандидата. Качество вершины двух мюонов удовлетворяло требованию $\chi_{vtx}^2/ndf(J/\psi) < 20$. Чтобы подавить фон от первичных J/ψ -мезонов, было использовано требование, означающее, что восстановленная димюонная вершина находилась на расстоянии от соответствующей первичной вершины со значимостью более трех стандартных отклонений ($L_S > 3$). Значение переменной мюонной идентификации, определяемой как разница логарифмов вероятностей мюонной и пионной гипотез, удовлетворяло соотношению $\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi} > 0$. Инвариантная масса мюонной пары должна была лежать в диапазоне $3,0 - 3,2$ ГэВ/ c^2 .

Чтобы сформировать Λ_b^0 -кандидат, отобранные J/ψ -кандидаты комбинировались с парой противоположно заряженных пионов, протоном и отрицательно заряженным каоном. Каждый Λ_b^0 -кандидат соотносился с первичной вершиной, с использованием требования на наименьшее значение параметра $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$. Параметр $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$ определялся как разность параметров аппроксимации χ^2 , полученных из подгонки первичной вершины с учетом рассматриваемой частицы и без нее. Значение параметра $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0)$ удовлетворяло соотношению $\chi_{IP}^2(\Lambda_b^0) < 9$. Для подавления комбинаторного фона от частиц, образованных в первичном протон-протонном соударении, требовалось, чтобы Λ_b^0 -кандидат обладал вершиной хорошего качества, с параметром качества аппроксимации вершины $\chi_{vtx}^2(\Lambda_b^0) < 35$.

С целью улучшить разрешение по инвариантной массе Λ_b^0 -кандидата, заново выполнялась глобальная аппроксимация комбинации из шести частиц в общую вершину с использованием процедуры, описанной в работе [78]. При этом применялись дополнительные требования: инвариантной массе

J/ψ -мезона присваивалось значение из таблицы свойств элементарных частиц $m_{J/\psi} = 3,0969 \text{ ГэВ}/c^2$ [40], а вектор суммы импульсов Λ_b^0 -кандидата совпадал с направлением из первичной вершины во вторичную. Уменьшенное значение параметра χ^2 этой глобальной аппроксимации удовлетворяло соотношению $\chi_{DTF}^2/ndf(\Lambda_b^0) < 4$. Кроме того, было ограничено время пролета Λ_b^0 -бариона ($c\tau(\Lambda_b^0) > 75 \text{ мкм}$).

Чтобы уменьшить вклад от распадов B^0 - и B_s^0 -мезонов в конечные состояния $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+ K^-$ и $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+ K^-$, в которых положительно заряженный пион или каон могли быть ложно идентифицированы как протон, применялась процедура запрета на область соответствующего диапазона инвариантной массы. Для этого масса Λ_b^0 -кандидата вычислялась в предположении, что пионные или каонные треки имеют массу протона. Если полученное значение массы лежало в области номинальной массы B^0 - или B_s^0 -мезона [40], то такой кандидат исключался из дальнейшего анализа. Исключенные массовые интервалы соответствовали областям $5257 \leq m_{B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+ K^-}^{\pi^+ \rightarrow p} < 5302 \text{ МэВ}/c^2$ и $5349 \leq m_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+ K^-}^{K^+ \rightarrow p} < 5385 \text{ МэВ}/c^2$. Масса отобранных $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$ кандидатов лежала в интервале $5,57 - 5,67 \text{ ГэВ}/c^2$. Инвариантная масса $J/\psi \pi^+ \pi^-$ комбинации находилась в областях $3,62 - 3,72 \text{ ГэВ}/c^2$ (область $\psi(2S)$ -мезона) и $3,80 - 3,95 \text{ ГэВ}/c^2$ (область $\chi_{c1}(3872)$ -мезона).

Для дальнейшего подавления комбинаторного фона применялось требование к выходной переменной классификатора BDT. Процедура классификации событий выполнялась с использованием наборов данных, описывающих два компонента: сигнал и фон. В качестве сигнального компонента использовались истинные распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$, полученные на основе данных математического моделирования. Для описания фонового компонента отбирались события из физических (реальных) данных, лежащие в области инвариантной массы ($m_{J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-} > 5640 \text{ МэВ}/c^2$). При этом области по инвариантной массе $m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$, содержащие вклады от промежуточных резонансов $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ были исключены. Для фонового образца данных также применялся метод скользящего контроля [79], в котором отобранные кандидаты разбивались на 23 подвыборки. Тестирование выходных параметров классификатора BDT осуществлялось на одном наборе данных, в то время как процесс классификации выполнялся с использованием оставшихся 22 образцов. Этот метод позволил использовать до 95% данных от общей

выборки в процедуре классификации. Для лучшего соответствия между образцами математического моделирования и физических данных выполнялась процедура перевзвешивания. Спектры математического моделирования по поперечному импульсу и быстроте Λ_b^0 -бариона корректировались в соответствии с наблюдениями в физических данных статистически обеспеченного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Также учитывались поправки в идентификации адронов [80, 81] и реконструкции заряженных треков [82]. Детальное описание процедуры коррекции образцов математического моделирования представлено в подразделе 2.5.1. Оптимальное ограничение на выходную переменную классификатора BDT определялось по формуле $\epsilon_t/(\alpha/2 + \sqrt{B_t})$ [83], где ϵ_t – эффективность классификатора BDT для сигнального распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)p K^-$, оцененная из математического моделирования, $\alpha = 5$ – желаемая статистическая значимость сигнала в единицах стандартных отклонений, B_t – уровень фона в области наблюдаемого сигнала. Оптимальная рабочая точка для выходной переменной классификатора BDT была найдена при величине ограничения $t > 0,755$.

2.2 Определение числа сигнальных событий

Число сигнальных событий для распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p K^-$ определялось с помощью аппроксимации двумерного распределения инвариантных масс $J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$ комбинации в области Λ_b^0 -бариона и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ системы, лежащей в интервале вокруг номинальных масс $\chi_{c1}(3872)$ - и $\psi(2S)$ -мезонов. Аппроксимация выполнялась методом небинированного максимального правдоподобия. Двумерная функция подгонки состояла из суммы четырех компонентов:

- истинный сигнал⁴ $\Lambda_b^0 \rightarrow X_{c\bar{c}} p K^-$, параметризованный как произведение сигнальных компонентов Λ_b^0 -бариона и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов;
- нерезонансные распады $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$ (без участия промежуточных $X_{c\bar{c}}$ -состояний), параметризованные как произведение сигнального компонента Λ_b^0 -бариона, экспоненты и полинома первого порядка в проекции $J/\psi \pi^+ \pi^-$;

⁴Где под символом $X_{c\bar{c}}$ имеется ввиду $\chi_{c1}(3872)$ - или $\psi(2S)$ -мезон.

Таблица 3 — Параметры сигналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, полученные из аппроксимации двумерных распределений физических данных, где N — число сигнальных событий, m — масса и σ — разрешение по инвариантной массе. Указаны только статистические погрешности

Параметр	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$
N	55 ± 11	610 ± 30
$m_{\Lambda_b^0}$ МэВ/ c^2	$5619,68 \pm 0,38$	$5619,74 \pm 0,24$
$\sigma_{\Lambda_b^0}$ МэВ/ c^2	$4,06 \pm 0,39$	$4,73 \pm 0,24$
$m_{X_{c\bar{c}}}$ МэВ/ c^2	$3872,15 \pm 0,58$	$3686,15 \pm 0,09$
$\sigma_{X_{c\bar{c}}}$ МэВ/ c^2	$3,15$ (фикс.)	$2,26 \pm 0,09$

- распады случайных $X_{c\bar{c}}$ -кандидатов (где протон и каон не являлись продуктами распада Λ_b^0 -бариона), параметризованные как произведение сигнального компонента $X_{c\bar{c}}$ -мезона и экспоненты в проекции $J/\psi \pi^+ \pi^- pK^-$;
- комбинаторный фон от случайных комбинаций $J/\psi \pi^+ \pi^- pK^-$, параметризованный как произведение экспоненты в проекции $J/\psi \pi^+ \pi^- pK^-$, функции трехчастичного фазового объема в пятичастичном распаде [84] и двумерного полинома третьего порядка.

Сигнальные компоненты для Λ_b^0 -бариона и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов описывались с помощью модифицированной функции Гаусса [85] с уширяющими параметрами (α_L, α_R) . Параметры α_L и α_R определялись из математического моделирования. Разрешение по инвариантной массе $\chi_{c1}(3872)$ -мезона фиксировалось к значению, полученному из математического моделирования. При этом учитывалась поправка, оцененная в виде отношения разрешений по инвариантной массе $\psi(2S)$ -мезона между физическими данными и математическим моделированием. Параметры сигналов, определенные из подгонки двумерных распределений физических данных, представлены в таблице 3. Проекции двумерных распределений по инвариантной массе отобранных $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ кандидатов показаны на рисунке 18. Измеренное отношение числа сигнальных событий составило:

$$\frac{N_{\chi_{c1}(3872)}}{N_{\psi(2S)}} = 0,089 \pm 0,018, \quad (3)$$

где показана только статистическая погрешность.

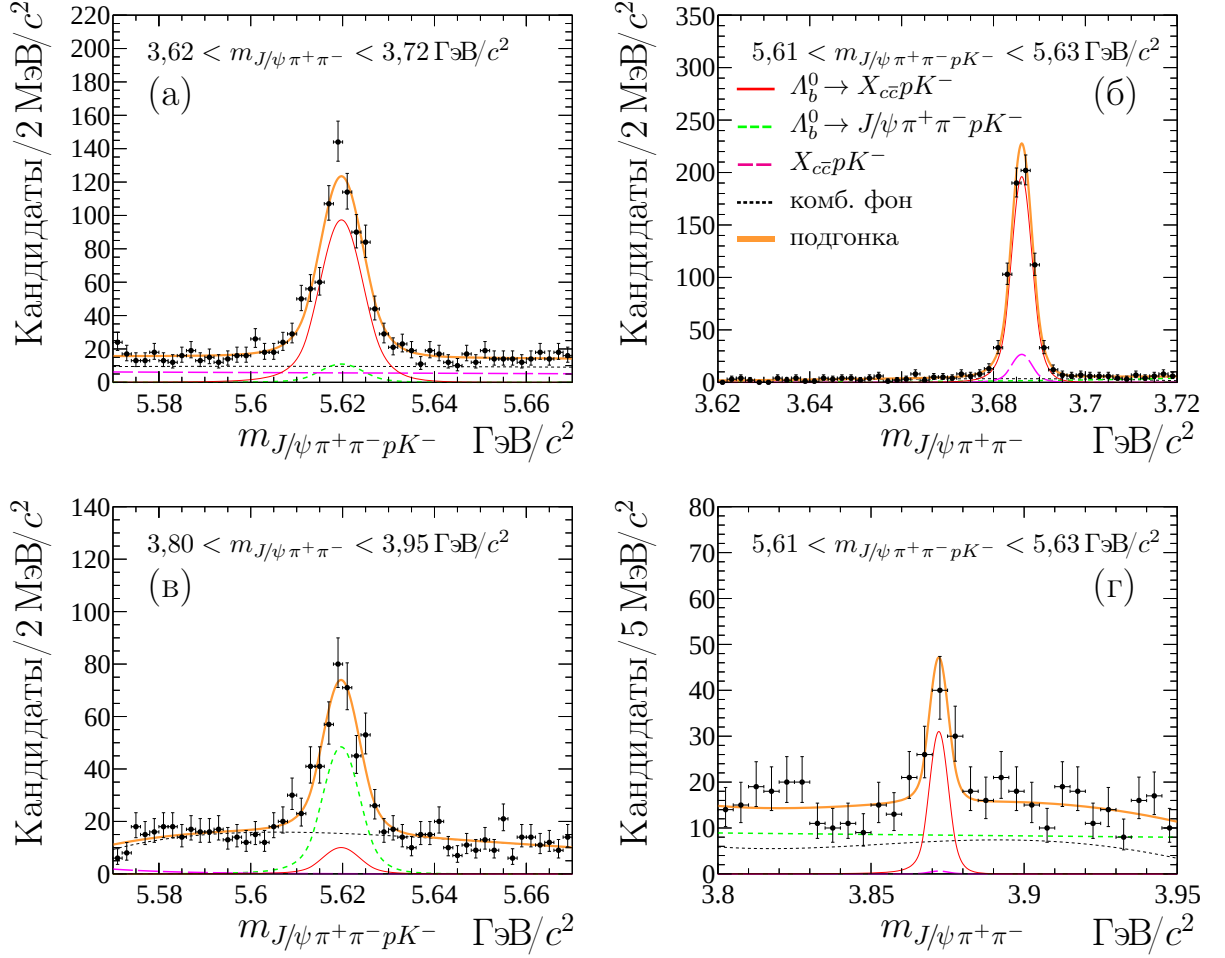


Рисунок 18 — Проекция двумерных распределений по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$ (а, в) и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (б, г) комбинаций в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ (сверху) и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$ (снизу)

2.3 Статистическая значимость сигнала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$

Статистическая значимость распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$ оценивалась методом псевдоэкспериментов (упрощенного моделирования данных). В каждом псевдоэксперименте на основе формы фоновых компонентов двумерной модели аппроксимации случайным образом разыгрывалось двумерное распределение по инвариантным массам $m_{J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-}$ и $m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$ в области вокруг номинальных масс Λ_b^0 -бариона и $\chi_{c1}(3872)$ -мезона с числом событий, соответствующих числу событий в реальных данных. Таким образом полученная форма разыгрывалась для каждого псевдоэксперимента.

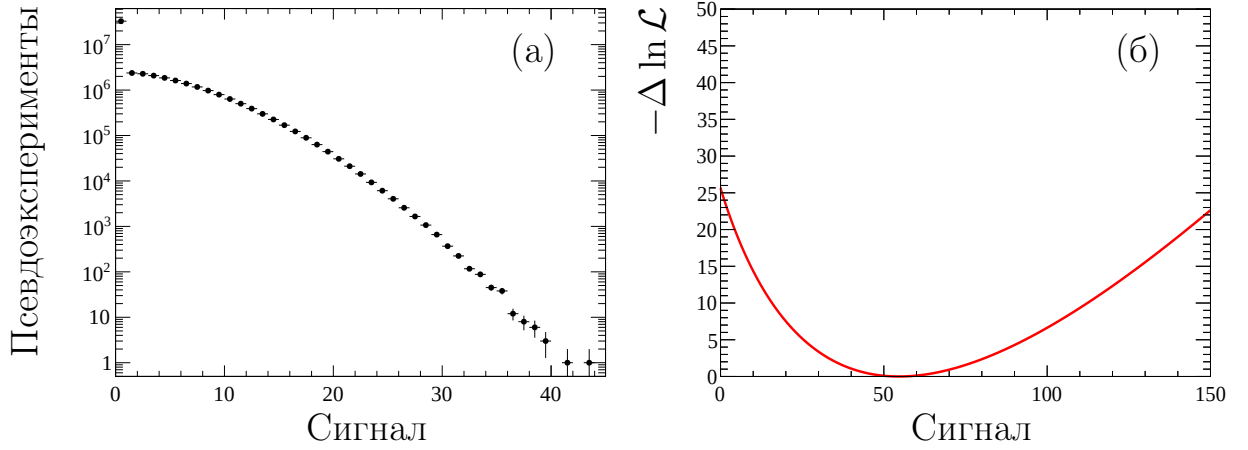


Рисунок 19 — Гистограмма с количеством сигнальных событий, полученных из аппроксимации псевдоэкспериментов (а). График разностей логарифмов функций правдоподобий для сигнала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ из базовой двумерной подгонки экспериментальных данных (б)

Каждый образец полученных данных далее аппроксимировался с использованием основной модели подгонки, включая сигнальный компонент. Количество сигнальных событий, полученных из подгонки каждого псевдоэксперимента, помещалось в отдельную гистограмму (рисунок 19 (а)). Полученное распределение демонстрирует, что в каждом из 50×10^6 псевдоэкспериментов число «сигнальных» событий не превышает количество сигнала от распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$, оцененных из аппроксимации физических данных. Таким образом, согласно результатам серии псевдоэкспериментов вероятность того, что флуктуация фона будет ошибочно интерпретирована в качестве сигнала, с более чем 54,6 событиями (см. таблицу 3), составляет $\mathcal{P} = 2 \times 10^{-8}$, что соответствует статистической значимости 5,6 стандартных отклонений. В качестве проверки значимость сигнала также оценивалась по формуле $S_\sigma \equiv \sqrt{-2 \ln \frac{\mathcal{L}_B}{\mathcal{L}_{S+B}}}$, где $\mathcal{L}_{S+B}(\mathcal{L}_B)$ – вероятность, соответствующая гипотезе о том, что в распределении существует как сигнал, так и фон (только фон). График разностей логарифмов функций правдоподобий $-\Delta \ln \mathcal{L}$ представлен на рисунке 19 (б). Статистическая значимость сигнала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$, оцененная по формуле, составила 7,2 стандартных отклонений [86].

2.4 Изучение резонансных структур в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$

Исследуемый канал распада имеет широкую резонансную структуру, как показано на рисунке 20. Для оценки вклада от промежуточных резонансов, изучалось распределение по инвариантной массе системы pK^- , полученное с помощью техники вычитания контрольных интервалов [87]. Наблюдаемый резонансный сигнал соответствует вкладу состояния $\Lambda^0(1520)$. Доля двухчастичных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)\Lambda^0(1520)$ определялась с помощью аппроксимации распределения инвариантной массы m_{pK^-} методом небинированного максимального правдоподобия. Модель подгонки содержала два компонента. Первый компонент описывал сигнал от распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)\Lambda^0(1520)$ и определялся в виде релятивистской функции Брейта-Вигнера в Р-волне. Вторым компонентом соответствовал нерезонансным распадам $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и представлялся в виде произведения двухчастичного фазового объема в трехчастичном распаде Λ_b^0 -бариона и полинома первого порядка. В модели подгонки значениям массы и ширины состояния $\Lambda^0(1520)$ присваивались известные величины из таблицы свойств элементарных частиц [40]. В результате доля двухчастичных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)\Lambda^0(1520)$, определенная из подгонки, составила $(58 \pm 15)\%$, где погрешность является статистической.

2.5 Оценка эффективностей восстановления распадов

Полная эффективность восстановления распада ε^{tot} включает в себя эффективность генератора и геометрического аксептанса детектора ($\varepsilon^{gen\&acc}$), эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$), эффективность идентификации адронов (ε^{hID}), эффективность отбора триггерной системой эксперимента (ε^{trig}), эффективность классификатора BDT (ε^{BDT}) и поправки к эффективности восстановления треков (f_{corr}^{tr}):

$$\varepsilon^{tot} = \varepsilon^{gen\&acc} \times \varepsilon^{rec\&sel} \times \varepsilon^{hID} \times \varepsilon^{trig} \times \varepsilon^{BDT} \times f_{corr}^{tr}. \quad (4)$$

Эффективности идентификации адронов и поправки к эффективности восстановления треков оценивались с использованием экспериментальных данных.

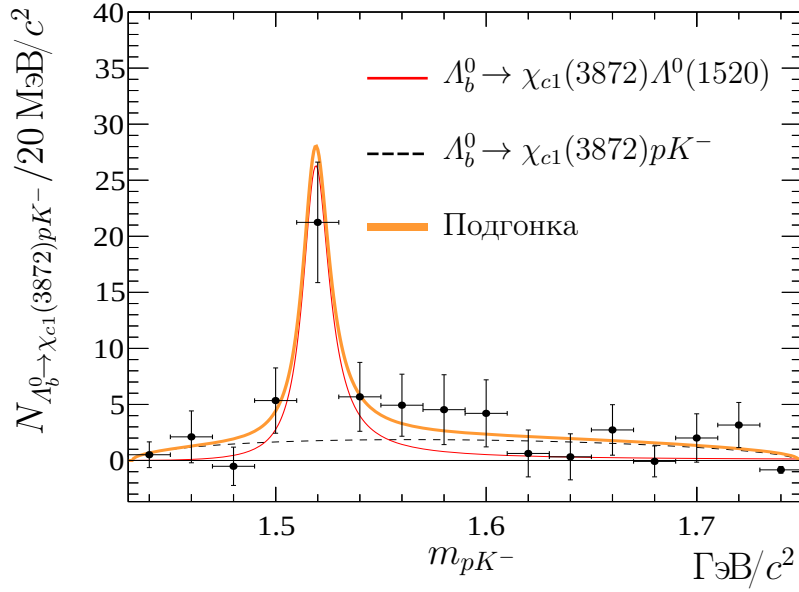


Рисунок 20 — Распределение по инвариантной массе m_{pK^-} в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$, полученное с помощью техники вычитания контрольных интервалов [87] совместно с результатом подгонки в интервале $1,43 \leq m_{pK^-} < 1,75 \text{ ГэВ}/c^2$

Все остальные значения эффективностей определялись при помощи математического моделирования МК. Расчеты эффективности выполнялись отдельно для каждого периода набора данных и канала распада. Для более качественного измерения эффективностей изучаемых распадов образцы математического моделирования подвергались некоторым улучшениям, описанным в следующем подразделе. Оценки всех промежуточных эффективностей из уравнения 4 приведены в подразделах 2.5.2 – 2.5.7. Полные эффективности и их отношения представлены в подразделе 2.5.8.

2.5.1 Коррекция математического моделирования

Эффекты, связанные с моделью рождения Λ_b^0 -бариона, изучались путем сравнения спектров по поперечному импульсу $p_T(\Lambda_b^0)$ и быстрой $y(\Lambda_b^0)$ в образцах математического моделирования и в экспериментальных данных. Спектры математического моделирования для поперечного импульса и быстроты Λ_b^0 -бариона корректировались в соответствии с физическими данными. Сигналы от распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ обладали малой

статистикой в экспериментальных данных. Поэтому примененные поправки были получены с использованием статистически обеспеченного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Этот канал топологически и кинематически близок к исследуемым модам распада. Сравнение экспериментальных данных и математического моделирования по переменным $p_T(\Lambda_b^0)$ и $y(\Lambda_b^0)$ представлено на рисунке 21. Распределения по кинематическим переменным для сигнальных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ в экспериментальных данных были получены с использованием техники вычитания контрольных интервалов [87]. Оцененные поправки применялись для коррекции математического моделирования в обоих изучаемых каналах распада. Кроме поправок по поперечному импульсу и быстрой, использовались поправки на значение собственного времени распада Λ_b^0 -бариона. В данных математического моделирования эта величина отличалась от значения, приведенного в таблице свойств элементарных частиц [40].

Изучаемые каналы распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p K^-$ содержат широкие резонансные структуры, представленные на распределениях по инвариантной массе системы $p K^-$ и $\cos(\theta_{p K^-})^5$ (см. рисунки 20 и 22). При производстве образцов математического моделирования наличие возможных резонансных структур не учитывалось. Поэтому математическое моделирование корректировалось, чтобы качественно улучшить описание распределений по этим переменным. Сравнение спектров по переменным $m_{p K^-}$ и $\cos(\theta_{p K^-})$ в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p K^-$ между данными, полученными с помощью техники вычитания контрольных интервалов и математическим моделированием, представлено на рисунке 22.

2.5.2 Эффективность генератора и геометрического аксептанса детектора

Эффективность генератора и геометрического аксептанса обусловлена тем, что спектрометр LHCb осуществляет детектирование частиц в области псевдобыстрот $2 < \eta < 5$. Все частицы, находящиеся вне этой области, не могут быть зарегистрированы. Измеренные значения эффективностей гене-

⁵ $\cos(\theta_{p K^-})$ – угол между направлениями вектора импульса каона и Λ_b^0 -бариона в системе покоя комбинации $p K^-$.

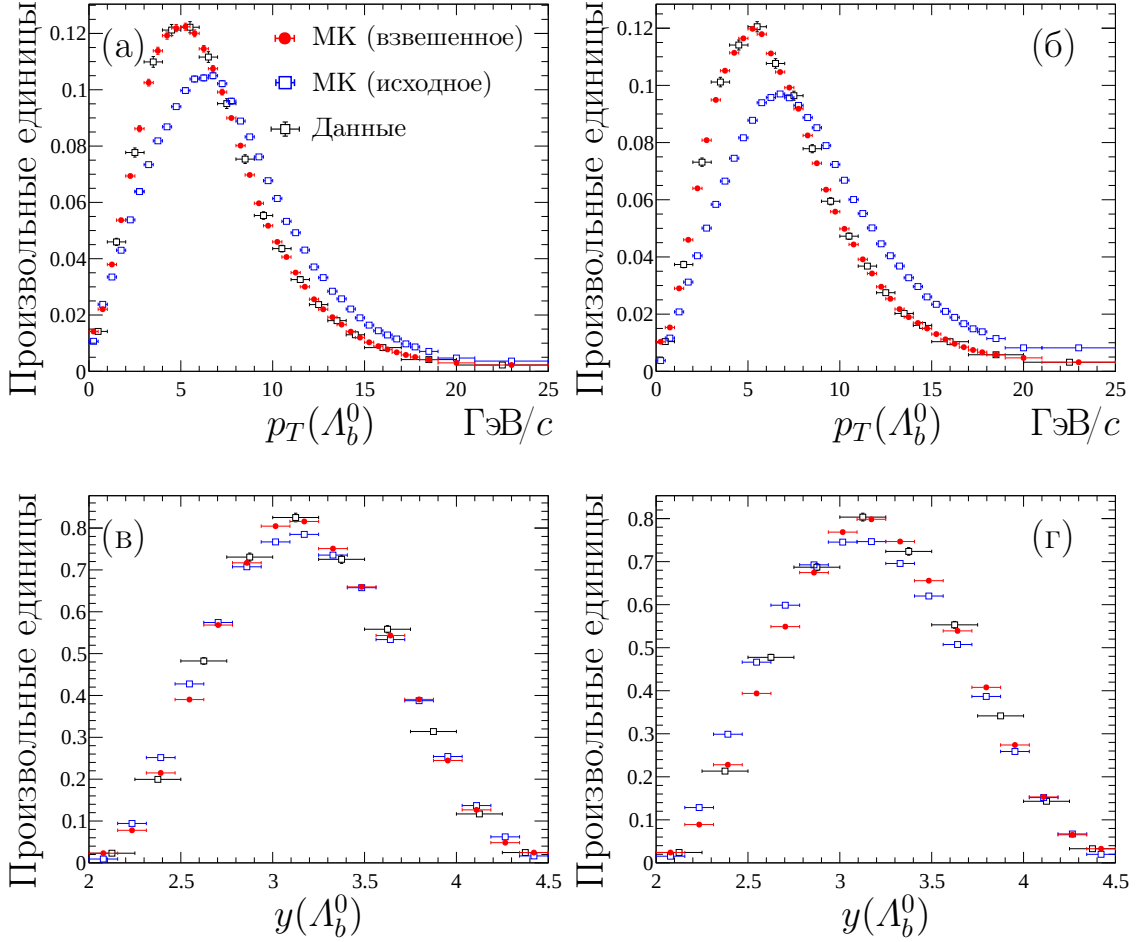


Рисунок 21 — Распределения по кинематике Λ_b^0 -кандидатов в канале распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Представлено сравнение данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов и математического моделирования. Показаны распределения по переменной $p_T(\Lambda_b^0)$ (сверху) и $y(\Lambda_b^0)$ (снизу) отдельно для данных 2011 – 2012 гг. (а, в) и 2015 – 2016 гг. (б, г)

ратора и геометрического аксептанса детектора представлены в таблице 4. Различие эффективностей между двумя каналами распада объясняется отличием в спектрах инвариантной массы двух пионов. Распад $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ преимущественно проходит через промежуточный $\rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ резонанс (см. рисунок 23 (а)), поэтому спектр поперечных импульсов пионов в этом распаде отличается от канала $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Сравнение спектров по поперечному импульсу пионов в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ представлено на рисунке 23 (б).

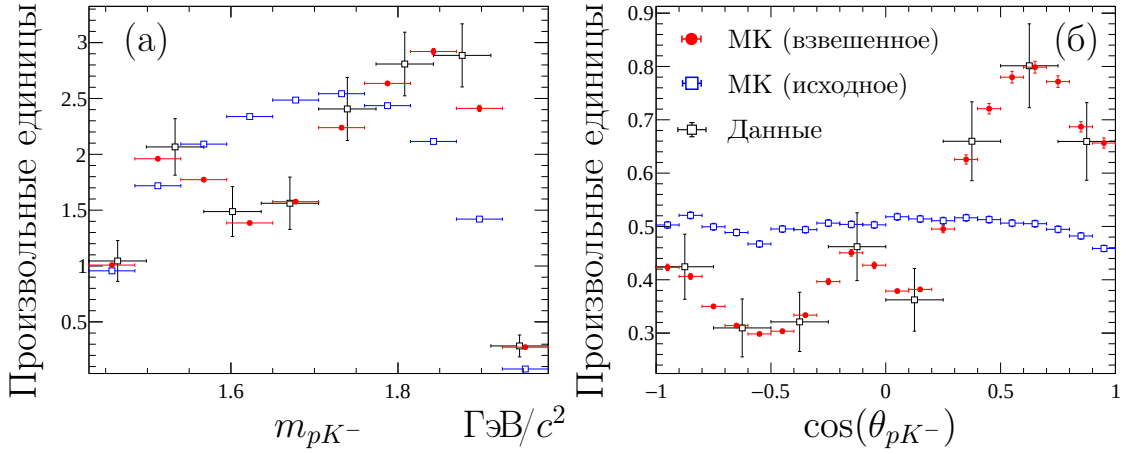


Рисунок 22 — Распределения по переменным m_{pK^-} (а) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (б) в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Представлено сравнение данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов и математического моделирования

Таблица 4 — Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$). Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, %		Отношение эффективностей $\epsilon_{\psi(2S)}^{gen\&acc} / \epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{gen\&acc}$
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	
2011	$3,072 \pm 0,016$	$2,090 \pm 0,011$	$0,680 \pm 0,005$
2012	$3,144 \pm 0,015$	$2,145 \pm 0,010$	$0,682 \pm 0,005$
2015	$3,520 \pm 0,015$	$2,493 \pm 0,010$	$0,708 \pm 0,004$
2016	$3,409 \pm 0,012$	$2,410 \pm 0,009$	$0,707 \pm 0,004$

2.5.3 Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий

Эффективность реконструкции и отбора определялась с использованием образцов математического моделирования и вычислялась как отношение взвешенной суммы событий до и после реконструкции:

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

где $w_{c\tau(\Lambda_b^0)}$ и $w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)}$ — поправки на время распада и кинематику Λ_b^0 -бариона, $w_{m_{pK^-}\&\cos(\theta_{pK^-})}$ — поправка для учета резонансной структуры в системе pK^- . Расчет эффективностей производился без учета отбора триггерной системой

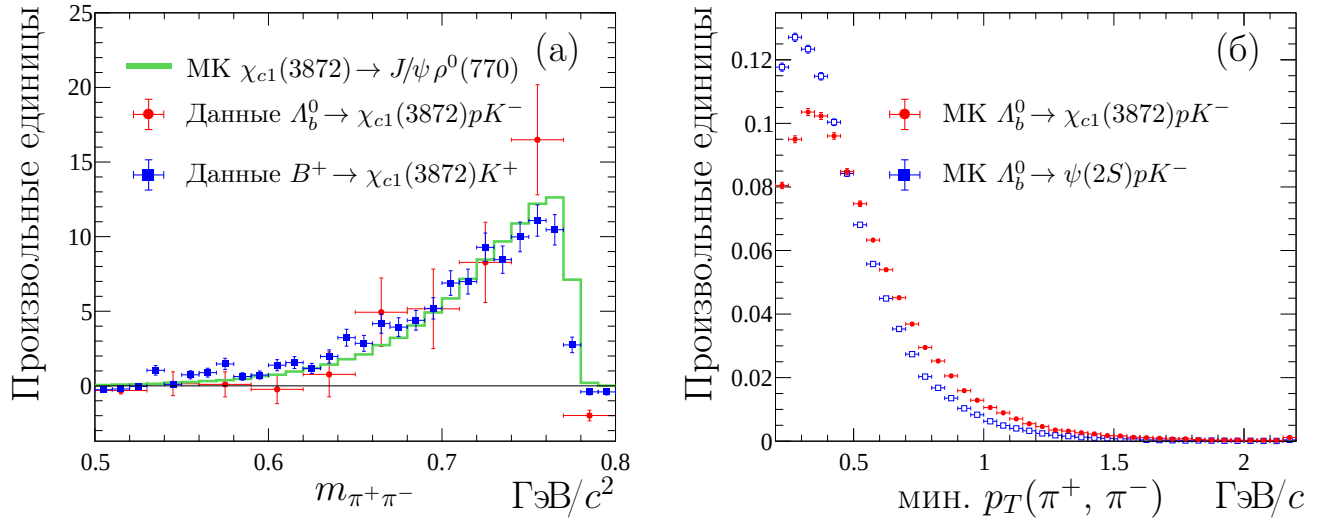


Рисунок 23 — Сравнение распределений по инвариантной массе двух пионов $m_{\pi^+\pi^-}$ для данных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ [62] и математического моделирования распадов $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0(770)$ (а).

Сравнение минимального поперечного импульса двух пионов в математическом моделировании распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ (б)

Таблица 5 — Эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$). Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, %		Отношение эффективностей $\epsilon_{\psi(2S)}^{rec\&sel} / \epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{rec\&sel}$
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	
2011	$5,986 \pm 0,035$	$6,259 \pm 0,034$	$1,046 \pm 0,008$
2012	$5,333 \pm 0,023$	$5,475 \pm 0,022$	$1,027 \pm 0,006$
2015	$5,430 \pm 0,052$	$5,451 \pm 0,048$	$1,004 \pm 0,013$
2016	$5,698 \pm 0,027$	$5,786 \pm 0,025$	$1,015 \pm 0,007$

эксперимента, поправок к эффективности идентификации адронов и восстановления треков, а также ограничения на выходную переменную классификатора BDT. Коррекция математического моделирования для учета резонансных структур применялась только для оценки эффективности восстановления распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Полученные значения эффективностей детектирования, реконструкции и отбора событий представлены в таблице 5. Как видно из результатов, эффективности между двумя каналами распада оказались близкими по значениям, поэтому отношение эффективностей близко к единице.

Таблица 6 — Эффективности идентификации адронов (ϵ^{hID}). Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, %		Отношение эффективностей
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	
			$\epsilon_{\psi(2S)}^{hID} / \epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{hID}$
2011	$73,60 \pm 0,32$	$75,22 \pm 0,30$	$1,022 \pm 0,006$
2012	$77,58 \pm 0,23$	$78,59 \pm 0,22$	$1,013 \pm 0,004$
2015	$88,82 \pm 0,43$	$90,08 \pm 0,38$	$1,014 \pm 0,007$
2016	$89,37 \pm 0,21$	$90,81 \pm 0,18$	$1,016 \pm 0,003$

2.5.4 Эффективность идентификации адронов

Эффективность идентификации протонов, пионов и каонов, как функция кинематических параметров и множественности вторичных частиц в событии, определялась из анализа экспериментальных данных. Для этого использовались калибровочные распады с большой статистикой и незначительным фоном: $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $D_s^+ \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\pi^+$ для каонов и пионов и каналы $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^-$ для протонов. Полная эффективность идентификации адронов вычислялась по формуле:

$$\epsilon^{hID} = \frac{\sum_{rec\&sel} w_{PID} \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \cos(\theta_{pK^-})}}{\sum_{rec\&sel} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \cos(\theta_{pK^-})}},$$

где w_{PID} соответствует произведению индивидуальных поправок к эффективности идентификации протона, каона и пионов для событий, прошедших предварительные критерии отбора (см. таблицу 2). Расчет эффективностей производился без учета отбора триггерной системой эксперимента и ограничения на выходную переменную классификатора BDT. Коррекция математического моделирования для учета резонансных структур применялась только для оценки эффективности восстановления распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Полученные значения эффективностей идентификации адронов представлены в таблице 6. Для обоих каналов распада измеренные эффективности оказались достаточно близкими по значениям. Однако величины несколько отличаются между данными 2011 – 2012 гг. и 2015 – 2016 гг. Это различие обусловлено разной настройкой нейронной сети, используемой в алгоритмах идентификации адронов между двумя сеансами набора данных [88].

Таблица 7 — Эффективности отбора триггерной системой (ϵ^{trig}). Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, %		Отношение эффективностей
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	
			$\epsilon_{\psi(2S)}^{trig} / \epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{trig}$
2011	$94,99 \pm 0,14$	$95,56 \pm 0,12$	$1,006 \pm 0,002$
2012	$93,19 \pm 0,12$	$94,35 \pm 0,10$	$1,012 \pm 0,002$
2015	$87,90 \pm 0,34$	$90,24 \pm 0,29$	$1,027 \pm 0,005$
2016	$91,44 \pm 0,14$	$92,56 \pm 0,13$	$1,012 \pm 0,002$

2.5.5 Эффективность триггерной системы

Триггерная система спектрометра LHCb обеспечивает высокую эффективность отбора распадов прелестных и очарованных адронов в конечные состояния, содержащее пару противоположно заряженных мюонов. Эффективность триггерной системы вычислялась для событий, прошедших предварительные критерии отбора с использованием формулы:

$$\epsilon^{trig} = \left(1 + \frac{\sum_{rec\&sel\&rej} w_{PID} \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \cos(\theta_{pK^-})}}{\sum_{rec\&sel\&acc} w_{PID} \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \cos(\theta_{pK^-})}} \right)^{-1},$$

где в числителе (знаменателе) использовалась взвешенная сумма по событиям, не прошедшим (прошедшим) отбор триггерной системой. Расчет эффективностей производился без применения ограничения на выходную переменную классификатора BDT. Коррекция математического моделирования для учета резонансных структур применялась только для оценки эффективности восстановления распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Полученные эффективности представлены в таблице 7. Результаты для исследуемого и нормировочного каналов имеют близкие значения, что обусловлено похожей кинематикой мюонов в этих распадах. Отличие в эффективностях между разными годами набора данных связано с разными схемами работы триггерной системы.

Таблица 8 — Эффективности классификатора BDT (ϵ^{BDT}). Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, %		Отношение эффективностей $\epsilon_{\psi(2S)}^{BDT}/\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{BDT}$
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	
2011	$79,56 \pm 0,24$	$64,13 \pm 0,27$	$0,806 \pm 0,004$
2012	$78,74 \pm 0,19$	$63,42 \pm 0,21$	$0,805 \pm 0,003$
2015	$86,05 \pm 0,37$	$71,81 \pm 0,43$	$0,835 \pm 0,006$
2016	$85,31 \pm 0,18$	$71,50 \pm 0,21$	$0,838 \pm 0,003$

2.5.6 Эффективность классификатора BDT

Эффективность классификатора BDT оценивалась для событий, прошедших предварительные ограничения и отбор триггерной системой с использованием формулы:

$$\epsilon^{BDT} = \left(1 + \frac{\sum_{rec\&sel\&trig\&rej} w_{PID} \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-}\&\cos(\theta_{pK^-})}}{\sum_{rec\&sel\&trig\&acc} w_{PID} \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-}\&\cos(\theta_{pK^-})}} \right)^{-1},$$

где в числителе (знаменателе) использовалась взвешенная сумма по всем реконструированным событиям, не прошедшим (прошедшим) ограничение на переменную классификатора BDT. Коррекция математического моделирования для учета резонансных структур применялась только для оценки эффективности восстановления распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Измеренные эффективности классификатора BDT представлены в таблице 8. Отношения отличаются от единицы. Это связано с тем, что процесс классификации событий выполнялся с использованием математического моделирования для распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$.

2.5.7 Поправки к эффективности восстановления треков

Поправка в реконструкции заряженных треков, как функция кинематических параметров в событии, определялась с использованием калибровочных

Таблица 9 — Общий эффект от поправок к эффективности восстановления треков (f_{corr}^{tr}). Показаны только статистические погрешности

	f_{corr}^{tr}		Отношение поправок
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$f_{corr}^{tr} \psi(2S)/f_{corr}^{tr} \chi_{c1}(3872)$
2011	$1,0996 \pm 0,0034$	$1,1054 \pm 0,0037$	$1,0053 \pm 0,0046$
2012	$1,0991 \pm 0,0026$	$1,1049 \pm 0,0028$	$1,0053 \pm 0,0035$
2015	$0,9774 \pm 0,0023$	$0,9796 \pm 0,0022$	$1,0023 \pm 0,0033$
2016	$0,9516 \pm 0,0015$	$0,9518 \pm 0,0016$	$1,0002 \pm 0,0023$

данных. Образцы калибровочных данных получены из сравнения эффективностей реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ между физическими данными и математическим моделированием [89–91]. Влияние соответствующих поправок на измерение эффективностей оценивалось по формуле:

$$f_{corr}^{tr} = \frac{\sum_{rec\&sel\&trig\&BDT} w_{tr} \times w_{PID} \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \cos(\theta_{pK^-})}}{\sum_{rec\&sel\&trig\&BDT} w_{PID} \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{p_T\&y(\Lambda_b^0)} \times w_{m_{pK^-} \& \cos(\theta_{pK^-})}},$$

где в числителе (знаменателе) использовалась взвешенная сумма по всем реконструированным событиям после применения всех критериев отбора с учетом (и без учета) соответствующих поправок w_{tr} . В этой формуле множитель w_{tr} соответствует произведению индивидуальных поправок к эффективности реконструкции треков протона, каона и пионов в событии. Коррекция математического моделирования для учета резонансных структур применялась только для оценки эффективности восстановления распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Общий эффект от поправок к эффективности восстановления треков показан в таблице 9. Как видно из результата, соответствующие поправки не оказывают существенного влияния на величину эффективности восстановления изучаемых распадов.

2.5.8 Отношение полных эффективностей

Полные эффективности, вычисленные согласно уравнению 4 с использованием результатов, представленных в предыдущих подразделах приведены в таблице 10. При оценке средневзвешенного значения полных эффективностей

Таблица 10 — Значения полных эффективностей (ϵ^{tot}), оцененные для каждого года, и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, $\times 10^{-4}$		Отношение эффективностей
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$\epsilon_{\psi(2S)}^{tot}/\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{tot}$
2011	$11,247 \pm 0,096$	$6,666 \pm 0,058$	$0,5927 \pm 0,0072$
2012	$10,491 \pm 0,073$	$6,102 \pm 0,043$	$0,5816 \pm 0,0058$
2015	$12,551 \pm 0,150$	$7,771 \pm 0,092$	$0,6192 \pm 0,0104$
2016	$12,886 \pm 0,083$	$7,976 \pm 0,052$	$0,6190 \pm 0,0057$
Среднее	$11,869 \pm 0,048$	$7,181 \pm 0,030$	$0,6050 \pm 0,0035$

учитывались различные величины интегральной светимости и сечения рождения пар $b\bar{b}$ -кварков в протон-протонных столкновениях при заданной энергии [92–94]. Отношение полных эффективностей составило:

$$\frac{\epsilon_{\psi(2S)}^{tot}}{\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{tot}} = 0,6065 \pm 0,0035, \quad (5)$$

где $\epsilon_{\psi(2S)}^{tot}$ и $\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{tot}$ — средневзвешенные по годам значения полных эффективностей распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$. В результате представлена только статистическая погрешность.

2.6 Изучение систематических погрешностей

Поскольку изучаемые распады имеют одинаковую топологию, большая часть систематических погрешностей сократилась в отношении парциальных ширин (см. уравнение 2). К таким величинам относятся параметры, связанные с идентификацией мюонов и реконструкцией J/ψ -мезона. Оставшиеся источники систематических погрешностей представлены в таблице 11 и обсуждаются далее.

2.6.1 Модель подгонки

Важный источник систематической погрешности связан с выбором функции аппроксимации физических данных. Соответствующая систематическая погрешность вычислялась с использованием альтернативных моделей для описания распределений по инвариантной массе Λ_b^0 -бариона, $\chi_{c1}(3872)$ - и $\psi(2S)$ -мезонов. Рассматривались модели описания сигнала ассиметричными функциями [95, 96] и модель, в которой сигнальный компонент описывался распределением Стюдента [97]. Поскольку количество событий в исследуемом и нормировочном каналах распада относительно невелико, то исследование систематической погрешности выполнялось с использованием объемной выборки данных, полученных методом упрощенного моделирования (псевдоэксперимент). Псевдоэксперимент проводился с использованием функции плотности вероятности, полученной в основной подгонке физических данных (см. раздел 2.2).

Для каждой альтернативной модели аппроксимации вычислялись отношения числа сигнальных событий, полученные из подгонки данных упрощенного моделирования. При этом систематическая погрешность определялась как максимальное отклонение этих отношений от величины, полученной с использованием основной модели подгонки. В результате максимальное отклонение в отношении числа сигнальных событий составило около 2%.

2.6.2 Систематическая погрешность вычисления эффективностей

Систематическая погрешность вычисления эффективности содержит несколько источников. Первым источником являются погрешности в распределениях по кинематике Λ_b^0 -бариона и резонансных структур в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, а также погрешность номинального значения собственного времени распада Λ_b^0 -бариона. Соответствующая систематическая погрешность вычислялась с использованием математического моделирования, которое корректировалось с применением варьированных поправочных коэффициентов.

Наибольшее отклонение в отношении полных эффективностей от основного значения составило всего 0,05%, что пренебрежимо мало.

Следующий источник систематической погрешности вычисления эффективности обусловлен наличием резонансной структуры в системе pK^- в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$. Соответствующая систематическая погрешность определялась с использованием математического моделирования, которое корректировалось, чтобы качественно описать распределение по инвариантной массе m_{pK^-} , полученное из физических данных. Максимальное отклонение в отношении полных эффективностей, измеренном с учетом поправок на резонансную структуру в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и без (см. уравнение 5), составило около 2%, что было принято в качестве систематической неопределенности.

Еще одним источником систематической погрешности является возможное различие в эффективности реконструкции треков заряженных частиц и идентификации адронов. Соответствующая неопределенность отражает конечный объем калибровочных данных. Влияние ограниченного объема калибровочных данных на отношение полных эффективностей составило около 0,4%.

Кроме того, источником систематической погрешности является возможное различие в эффективности триггерной системы. Для оценки этого эффекта исследовались различные схемы работы триггерной системы. Для каждого сценария работы триггерной системы выполнялась оценка отношения соответствующих эффективностей между двумя каналами распада. Максимальное отклонение 1,7% в измеренных отношениях принималось в качестве систематической погрешности.

2.6.3 Согласие экспериментальных данных и математического моделирования

Важным источником систематической погрешности является возможное различие в описании спектров в экспериментальных данных и математическом моделировании. Рассматриваемый источник систематической погрешности исследовался путем вариации критериев отбора (в пределах $\pm 20\%$ изменения

Таблица 11 — Относительные систематические погрешности (в %) измерения отношения парциальных ширин

Источник	Погрешность
Модель подгонки	2,0
Вычисление эффективностей:	
Модель распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$	2,0
Идентификация адронов и восстановление треков	0,4
Эффективность триггерной системы	1,7
Согласие данных и математического моделирования	1,0
Объем образцов математического моделирования	0,6
Полная погрешность в квадратуре	3,5

числа сигнальных событий). Поскольку сигнальный и нормировочный каналы распада имеют достаточно малую статистику в экспериментальных данных, то для оценки систематической погрешности использовался распад $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$. Этот канал топологически и кинематически близок к исследуемым модам распада и обладает значительной статистикой в физических данных. Стабильность критериев отбора проверялась из сравнения распределений эффективности ограничений между экспериментальными данными и математическим моделированием. В результате вариация ограничений на каждый из параметров (кинематика адронов, качество реконструкции распадов, время пролета Λ_b^0 -бариона и др.) приводила примерно к 1% расхождению эффективности [98].

2.6.4 Полная систематическая погрешность

Источником систематической неопределенности также являлся ограниченный объем образцов математического моделирования, используемых в анализе. Величина соответствующей погрешности составила 0,6% и определялась как относительная погрешность отношения полных эффективностей (см. уравнение 5). Полная систематическая погрешность вычислялась как корень из суммы квадратов индивидуальных источников, представленных в таблице 11. В резуль-

тате полная систематическая погрешность измерения отношения парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ составила 3,5%.

2.7 Измерение отношения парциальных ширин

С использованием данных, набранных спектрометром ЛНСб при энергиях протон-протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1, 2 и 1,9 фб⁻¹, впервые был обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$. Статистическая значимость сигнала составила 7,2 стандартных отклонений, что является первым экспериментальным подтверждением наличия состояния $\chi_{c1}(3872)$ в распадах прелестных барионов. Используя уравнение 2, вычисленные отношения сигналов (уравнение 3) и эффективности (уравнение 4) было измерено отношение парциальных ширин:

$$\frac{\mathcal{B}_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}}{\mathcal{B}_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-} \times \mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}} = (5,4 \pm 1,1 \pm 0,2) \times 10^{-2},$$

где первая погрешность является статистической, а вторая – систематической [99]. Полученный результат оказался сравним с аналогичными измерениями в распадах заряженных и нейтральных B -мезонов [40] (см. рисунок 24). С использованием значений парциальных ширин распадов:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-} &= (6,6_{-1,0}^{+1,2}) \times 10^{-5}, \\ \mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-} &= (34,68 \pm 0,30) \times 10^{-2}, \end{aligned}$$

взятых из справочника свойств элементарных частиц [40], было вычислено произведение парциальных ширин:

$$\mathcal{B}_{\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-} = (1,2 \pm 0,3 \pm 0,2) \times 10^{-6},$$

где первая погрешность статистическая, а вторая – систематическая (включая погрешности измерений парциальных ширин распадов $\mathcal{B}_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-}$ и $\mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}$). Анализируя спектр по инвариантной массе m_{pK^-} в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$, было установлено, что этот распад проходит преимущественно через двухчастичное промежуточное состояние $\chi_{c1}(3872)\Lambda^0(1520)$. Доля таких распадов составила $(58 \pm 15)\%$, где погрешность является статистической [99].

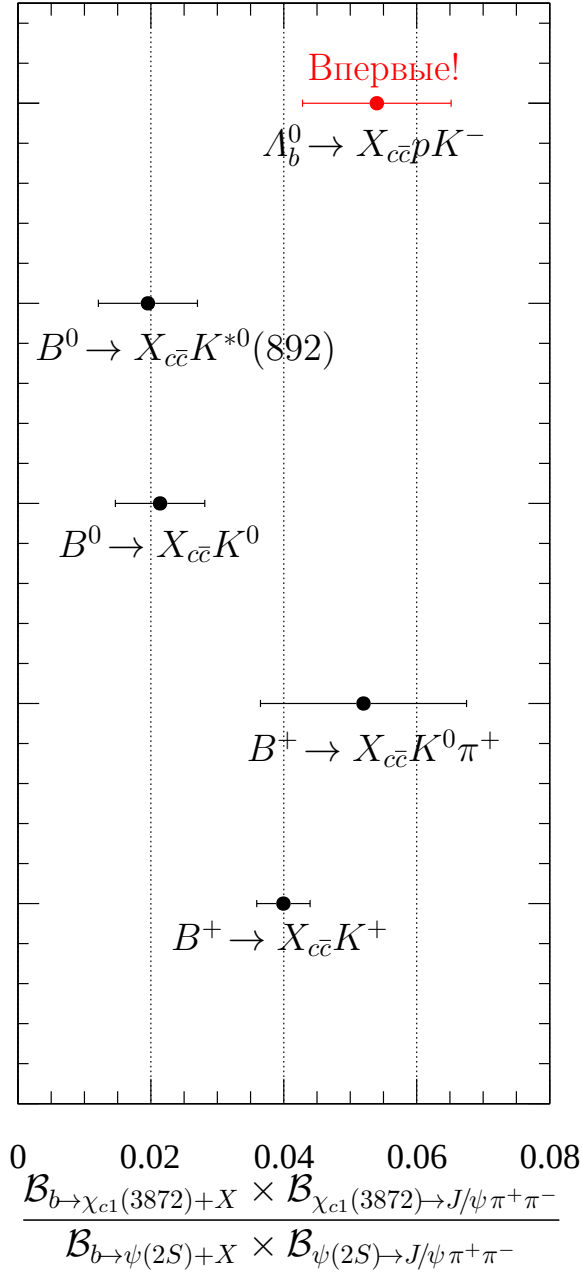


Рисунок 24 — Сравнение относительной вероятности распада, измеренной в этом анализе (красная точка) с аналогичными измерениями в распадах нейтральных и заряженных B -мезонов. Символ $X_{c\bar{c}}$ обозначает $\chi_{c1}(3872)$ - или $\psi(2S)$ -мезон

3 Изучение $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний в распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$

Обнаружение содружеством Belle $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в распаде $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ с каналом $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ [39] в 2003 году привело к возрождению интереса в изучении чармония. После этого было обнаружено много новых чармониеподобных состояний [40]. Некоторые из этих состояний однозначно интерпретируются как стандартные состояния $c\bar{c}$ -кварков, другие, такие как $Z_c^{+,0}(3900)$, $Z_c^+(4100)$, $Z_c^+(4200)$, $Z_c^+(4430)$, являются явно экзотическими [100–108], в то время как для частиц $X(3915)$, $X(4140)$, $X(4160)$, $X(5568)$ и других состояний точная интерпретация по-прежнему не установлена [109–111]. Измерение таких параметров как масса и ширина этих состояний представляют решающее значение в правильной интерпретации подобного класса частиц. Например, недавнее исследование содружества LHCb по изучению спектров инвариантной массы $D^0\bar{D}^0$ - и D^+D^- -мезонов привело к обнаружению нового узкого $\psi_3(3842)$ -состояния [112]. Измеренные масса и ширина мезона позволили интерпретировать новую частицу как компонент D-волнового чармониевого триплета с полным угловым моментом равным 3 (1^3D_3 -уровень, см. рисунок 25) [113, 114]. В опубликованном исследовании также представлены результаты прецизионных измерений массы векторного компонента данного триплета – $\psi(3770)$ -состояния (1^3D_1 -уровень) [112]. Свидетельство существования третьего, тензорного компонента триплета, $\psi_2(3823)$ -состояния¹ (1^3D_2 -уровень) наблюдалось экспериментом Belle в распадах $B \rightarrow \chi_{c1}\gamma K$, где $\psi_2(3823)$ -мезон реконструировался с использованием моды $\psi_2(3823) \rightarrow \chi_{c1}\gamma$ [116]. Статистическая значимость сигнала в этом исследовании составила 3,8 стандартных отклонений. Позже существование распада $\psi_2(3823) \rightarrow \chi_{c1}\gamma$ было подтверждено содружеством BESIII со статистической значимостью сигнала более 5 стандартных отклонений [117]. Верхний предел на значение ширины $\psi_2(3823)$ -состояния составил $\Gamma_{\psi_2(3823)} < 16$ МэВ на 90% уровне достоверности [117].

¹Свидетельство существования $\psi_2(3823)$ -частицы со значимостью сигнала 2,8 стандартных отклонений было обнаружено экспериментом E705 в 1994 году в исследованиях конечного состояния $J/\psi \pi^+ \pi^-$ в пион-литиевых столкновениях [115]. Точность проведенных измерений, а также калибровка импульсного поправочного коэффициента привели к выводу, что наблюдаемый сигнал являлся распадами $\chi_{c1}(3872)$ -мезона.

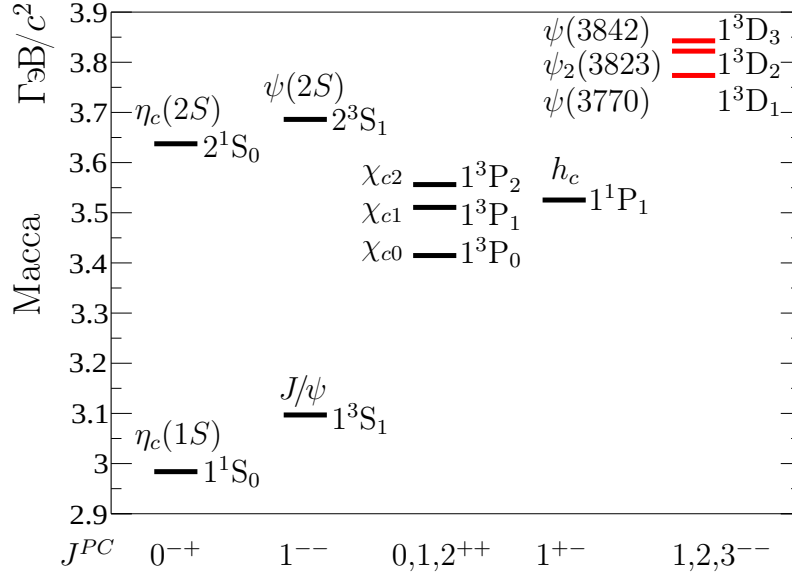


Рисунок 25 — Схема уровней чармония. Красным цветом отмечены компоненты D-волнового чармониевого триплета

Несмотря на то, что $\psi_2(3823)$ -состояние известно уже более 25 лет, частица по-прежнему плохо изучена и только одна мода распада была обнаружена с достаточной статистической значимостью. Объем данных, набранных экспериментом LHCb в период с 2011 по 2018 гг., предоставил уникальную возможность выполнить детальное изучение $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний в распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$, где J/ψ -мезон реконструировался с использованием моды распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В Главе описывается процедура поиска и изучения нового распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$, где $\psi_2(3823)$ -мезон восстанавливался с использованием конечного состояния $J/\psi \pi^+ \pi^-$. Также представлены первое измерение ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния и прецизионные измерения масс $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -мезонов. Исследование основано на данных, набранных спектрометром LHCb при энергиях протон-протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1, 2 и 6 фб⁻¹. В качестве дополнительной нормировочной моды использовался статистически обеспеченный распад $B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+$ с каналом $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Отношения парциальных ширин измерялись по формуле:

$$\mathcal{B}_Y^X = \frac{N_X}{N_Y} \times \frac{\varepsilon_Y}{\varepsilon_X}, \quad (6)$$

где X обозначают распады $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$ или $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872) K^+$ и Y соответствует распадам $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872) K^+$ или $B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+$, N — число сигнальных событий, а ε — эффективность восстановления изучаемых распадов.

3.1 Отбор сигнальных событий

Распады $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$, содержащие промежуточные резонансы $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, $\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, реконструировались с использованием моды распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Отбор сигнальных и нормировочных событий производился с помощью наложения ограничений на различные кинематические переменные и идентификацию вторичных частиц. Для уменьшения систематической погрешности измерения отношения парциальных ширин в анализе использовались одинаковые критерии отбора событий. Базовые критерии отбора основывались на смягченных ограничениях к различным параметрам, описанным далее. Последующее подавление комбинаторного фона осуществлялось с применением методов машинного обучения, построенных на использовании классификатора на основе ускоренного дерева решений (BDT) [77]. Список предварительных критериев отбора представлен в таблице 12. В анализе использовались только те события, которые прошли триггерный отбор, благодаря наличию в них сигнального J/ψ -кандидата.

Мюонные, пионные и каонные кандидаты определялись с использованием комбинированной информации с детекторов колец черенковского излучения RICH, калориметрической и мюонной систем. Отобранные кандидаты имели поперечный импульс (p_T) более 550 МэВ/с для мюонных и более 200 МэВ/с для адронных кандидатов. Для обеспечения эффективной идентификации частиц требовалось, чтобы импульс (p) каонов и пионов лежал в диапазоне от 3,2 до 150 ГэВ/с. Дополнительно применялось ограничение на параметр нейронной сети $\text{ProbNN}(\pi^\pm/K^+) > 0,4/0,15$. Параметр ProbNN представляет собой вероятность того, что зарегистрированный адрон является каонным или пионным кандидатом.

Для гарантии качества восстановления треков использовалось требование на параметр аппроксимации траектории заряженной частицы χ^2 , деленный на число степеней свободы ndf , который должен был удовлетворять соотношению $\chi_{tr}^2/ndf < 4$. Дополнительным условием к качеству реконструкции треков было ограничение на вероятность того, что трек является ложным. Величина вероятности ложного трека удовлетворяла соотношению $\mathcal{P}_{fake} < 0,3$, что позволило существенно подавить такие треки. Также все треки обладали прицельным параметром, относительно первичной вершины отличным от нуля со значимостью

Таблица 12 — Предварительные критерии отбора для распадов B^+ -мезона

Переменная	Ограничение
χ_{tr}^2/ndf	< 4
$\mathcal{P}_{fake}$	$< 0,3$
χ_{IP}^2	> 4
$p_T(\mu^\pm)$	$> 550 \text{ МэВ}/c$
$\chi_{vtx}^2/ndf(J/\psi)$	< 9
L_S	> 3
$\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi}$	> 0
$p_T(K^+, \pi^\pm)$	$> 200 \text{ МэВ}/c$
$p(K^+, \pi^\pm)$	$\in [3,2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\text{ProbNN}(K^+)$	$> 0,15$
$\text{ProbNN}(\pi^\pm)$	$> 0,4$
$\chi_{IP}^2(B^+)$	< 9
$\chi_{vtx}^2/ndf(B^+)$	< 12
$\chi_{DTF}^2/ndf(B^+)$	< 5
$c\tau(B^+)$	$> 75 \text{ мкм}$
$m_{J/\psi \pi^+ \pi^- K^+}$	$\in [5,20; 5,35] \text{ ГэВ}/c^2 (B^+)$
	$\in [3,00; 3,20] \text{ ГэВ}/c^2 (J/\psi)$
	$\in [3,67; 3,70] \text{ ГэВ}/c^2 (\psi(2S))$
$m_{J/\psi, J/\psi \pi^+ \pi^-}$	$\in [3,80; 3,85] \text{ ГэВ}/c^2 (\psi_2(3823))$
	$\in [3,85; 3,90] \text{ ГэВ}/c^2 (\chi_{c1}(3872))$

2 стандартных отклонения $\chi_{IP}^2 > 4$, чтобы отсеять вклад треков из точки взаимодействия пучков.

Пары противоположно заряженных частиц, идентифицированные как мюоны, объединялись в общую вершину для формирования J/ψ -кандидата. Качество вершины двух мюонов удовлетворяло требованию $\chi_{vtx}^2/ndf(J/\psi) < 9$. Чтобы подавить фон от первичных J/ψ -мезонов, было использовано требование, означающее, что восстановленная димюонная вершина находилась на расстоянии от соответствующей первичной вершины со значимостью более трех стандартных отклонений ($L_S > 3$). Значение переменной мюонной идентификации, определяемой как разница логарифмов вероятностей мюонной и пионной гипотез, удовлетворяло соотношению $\Delta \ln \mathcal{L}^{\mu-\pi} > 0$. Инвариантная масса мюонной пары должна была лежать в диапазоне $3,0 - 3,2 \text{ ГэВ}/c^2$.

Чтобы сформировать B^+ -кандидат, отобранные J/ψ -кандидаты комбинировались с парой противоположно заряженных пионов и положительно заряженным каоном. Каждый B^+ -кандидат соотносился с первичной вершиной, с использованием требования на наименьшее значение параметра $\chi_{IP}^2(B^+)$. Параметр $\chi_{IP}^2(B^+)$ определялся как разность параметров аппроксимации χ^2 , полученных из подгонки первичной вершины с учетом рассматриваемой частицы и без нее. Значение параметра $\chi_{IP}^2(B^+)$ удовлетворяло соотношению $\chi_{IP}^2(B^+) < 9$. Для подавления комбинаторного фона от частиц, образованных в первичном протон-протонном соударении, требовалось, чтобы B^+ -кандидат обладал вершиной хорошего качества, с параметром качества аппроксимации вершины $\chi_{vtx}^2/ndf(B^+) < 12$.

С целью улучшить разрешение по инвариантной массе B^+ -кандидата, заново выполнялась глобальная аппроксимация комбинации из пяти частиц в общую вершину с использованием процедуры, описанной в работе [78]. При этом применялись дополнительные требования: инвариантной массе J/ψ -мезона присваивалось значение из таблицы свойств элементарных частиц $m_{J/\psi} = 3,0969 \text{ ГэВ}/c^2$ [40], а вектор суммы импульсов B^+ -кандидата совпадал с направлением из первичной вершины во вторичную. Уменьшенное значение параметра χ^2 этой глобальной аппроксимации удовлетворяло соотношению $\chi_{DTF}^2/ndf(B^+) < 5$. Кроме того, было ограничено время пролета B^+ -мезона ($c\tau(B^+) > 75 \text{ мкм}$). Чтобы улучшить разрешение по инвариантной массе комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^-$ и устранить возможные корреляционные эффекты между переменными $m_{J/\psi \pi^+ \pi^- K^+}$ и $m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$, инвариантная масса $m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$ также вычислялась с использованием глобальной аппроксимации. При этом инвариантной массе комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ присваивалось значение массы B^+ -мезона, взятое из таблицы свойств элементарных частиц: $m_{B^+} = 5279,25 \text{ МэВ}/c^2$ [40]. Масса отобранных $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ кандидатов лежала в интервале $5,20 - 5,35 \text{ ГэВ}/c^2$. Инвариантная масса $J/\psi \pi^+ \pi^-$ комбинации находилась в областях $3,67 - 3,70 \text{ ГэВ}/c^2$ (область $\psi(2S)$ -мезона), $3,80 - 3,85 \text{ ГэВ}/c^2$ (область $\psi_2(3823)$ -мезона) и $3,85 - 3,90 \text{ ГэВ}/c^2$ (область $\chi_{c1}(3872)$ -мезона).

Для дальнейшего подавления комбинаторного фона применялось требование к выходной переменной классификатора BDT. Процедура классификации событий выполнялась с использованием наборов данных, описывающих два компонента: сигнал и фон. В качестве сигнального компонента использовались

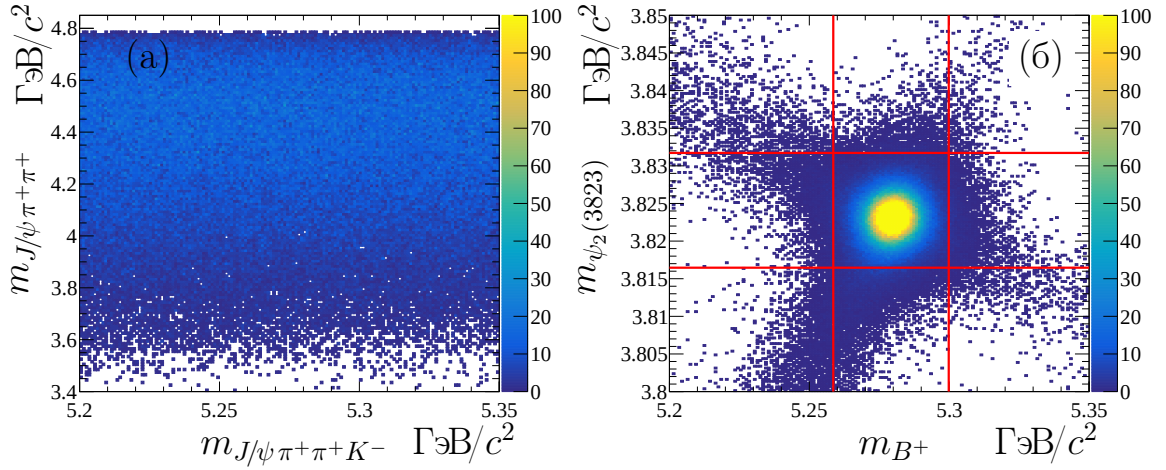


Рисунок 26 — Распределения по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^+ K^-$ и $J/\psi \pi^+ \pi^+$ комбинаций из фонового образца данных (а) и истинные распады $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$, полученные из математического моделирования МК (б). Красные линии иллюстрируют область ± 3 стандартных отклонения вокруг известных масс B^+ - и $\psi_2(3823)$ -мезонов

истинные распады $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$, полученные на основе данных математического моделирования. Для описания фонового компонента отбирались события из физических данных. Для этого реконструировались ложные комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^+ K^-$ (с зарядом пионов одного знака). При этом накладывалось требование, чтобы инвариантная масса комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^+ K^-$ лежала в интервале $5,20 - 5,35$ ГэВ/ c^2 . Двумерные распределения по инвариантным массам комбинаций $J/\psi \pi^+ \pi^+ K^-$ и $J/\psi \pi^+ \pi^+$ из фонового образца данных и истинные распады $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$ из математического моделирования, используемые в процедуре классификации, представлены на рисунке 26. Для фонового образца данных применялся метод скользящего контроля [79], в котором отобранные кандидаты разбивались на 13 подвыборки. Тестирование выходных параметров классификатора BDT осуществлялось на одном наборе данных, в то время как процесс классификации выполнялся с использованием оставшихся 12 образцов. Этот метод позволил использовать 90% данных от общей выборки в процедуре классификации. В образцах математического моделирования учитывались поправки в идентификации адронов [80, 81] и реконструкции заряженных треков [82]. Оптимальное ограничение на выходную переменную классификатора BDT определялось по формуле $\varepsilon_t / (\alpha/2 + \sqrt{B_t})$ [83], где ε_t – эффективность классификатора BDT для сигнального распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$, оцененная из математического моделирования, $\alpha = 5$ – желаемая статистическая значимость сигнала в единицах стандартных отклонений, B_t – уровень фона в

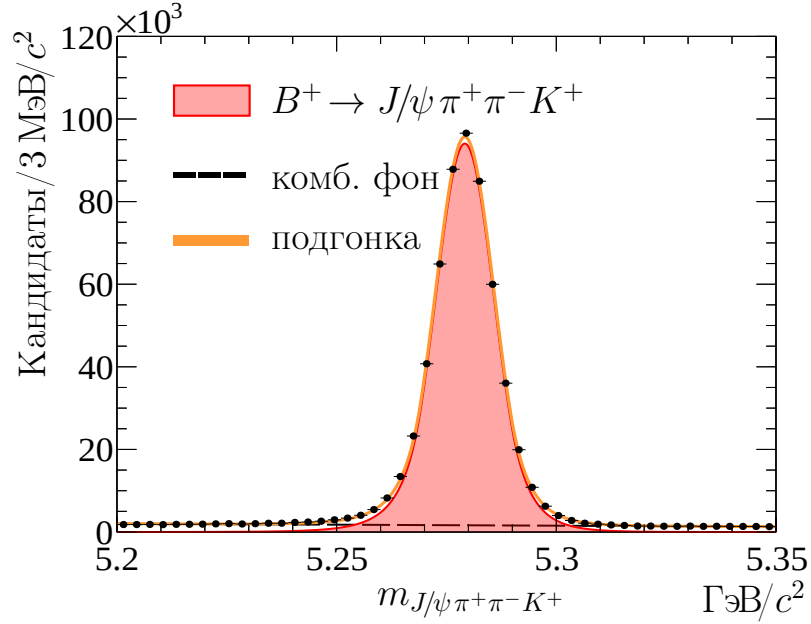


Рисунок 27 — Распределение по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ комбинации для отобранных B^+ -кандидатов

области наблюдаемого сигнала. Оптимальная рабочая точка для выходной переменной классификатора BDT была найдена при величине ограничения $t > 0,55$.

3.2 Определение числа сигнальных событий

После применения всех ограничений (включая требование на выходную переменную классификатора BDT) выполнялась одномерная аппроксимация распределения по инвариантной массе $m_{J/\psi \pi^+ \pi^- K^+}$. Аппроксимация производилась методом небинированного максимального правдоподобия. Модель подгонки состояла из двух компонентов: сигнал и фон. Сигнальный компонент параметризовался с использованием модифицированной функции Гаусса [85] с уширяющими параметрами (α_L, α_R) . Параметры α_L и α_R определялись из математического моделирования. Фоновый компонент описывался полиномом первого порядка. Результат одномерной подгонки представлен на рисунке 27. Число сигнальных кандидатов, представляющих интерес для дальнейшего анализа, составило $(547,8 \pm 0,8) \times 10^3$ событий, где погрешность является статистической.

Количество сигнальных распадов² $B^+ \rightarrow X_{c\bar{c}} K^+$ определялось с помощью одновременной аппроксимации двумерных распределений инвариантных масс $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ комбинации в области B^+ -мезона и системы $J/\psi \pi^+ \pi^-$, лежащей в трех не перекрывающихся интервалах:

- $3,67 \leq m_{J/\psi \pi^+ \pi^-} < 3,70$ ГэВ/ c^2 (область $\psi(2S)$ -мезона);
- $3,80 \leq m_{J/\psi \pi^+ \pi^-} < 3,85$ ГэВ/ c^2 (область $\psi_2(3823)$ -мезона);
- $3,85 \leq m_{J/\psi \pi^+ \pi^-} < 3,90$ ГэВ/ c^2 (область $\chi_{c1}(3872)$ -мезона).

Аппроксимация выполнялась методом небинированного максимального правдоподобия. Двумерная функция подгонки состояла из суммы 4×3 компонентов, по четыре компонента на каждую из трех областей. В каждой рассматриваемой области модель аппроксимации включала следующие компоненты:

- истинный сигнал распада $B^+ \rightarrow X_{c\bar{c}} K^+$, параметризованный как произведение сигнальных компонентов B^+ - и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов;
- нерезонансные распады $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ (без участия промежуточных $X_{c\bar{c}}$ -состояний), параметризованные как произведение сигнального компонента B^+ -мезона и полинома первого порядка в проекции $J/\psi \pi^+ \pi^-$;
- распады случайных $X_{c\bar{c}}$ -кандидатов (где каон не являлся продуктом распада B^+ -мезона), параметризованные как произведение сигнального компонента $X_{c\bar{c}}$ -мезонов и полинома первого порядка в проекции $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$;
- комбинаторный фон от случайных комбинаций $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$, параметризованный как произведение экспоненты в проекции $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$, функции трехчастичного фазового объема в четырехчастичном распаде [84] и двумерного полинома первого порядка.

Сигнальные компоненты для B^+ -мезона описывались с помощью модифицированной функции Гаусса [85] с уширяющими параметрами (α_L, α_R) . Параметры α_L и α_R определялись из математического моделирования. Узкие $X_{c\bar{c}}$ -состояния описывались с использованием свертки релятивистской функции Брейта-Вигнера в S-волне и симметричной модифицированной функцией Гаусса, описывающей разрешение детектора. Уширяющие параметры функции разрешения также были определены из математического моделирования. В модели аппроксимации положение сигнала для B^+ -мезона задавалось в виде общего параметра (m_{B^+}) для всех изучаемых областей системы $J/\psi \pi^+ \pi^-$.

²Где под символом $X_{c\bar{c}}$ имеется ввиду $\chi_{c1}(3872)$ -, $\psi_2(3823)$ - или $\psi(2S)$ -мезоны.

Таблица 13 — Параметры, оцененные из результатов одновременной двумерной подгонки физических данных, где N — число сигнальных событий, $\delta m_{X_{c\bar{c}}}$ — разности масс $X_{c\bar{c}}$ -мезонов, $\Gamma_{X_{c\bar{c}}}$ — ширина $X_{c\bar{c}}$ -состояний, m_{B^+} — общий параметр положения сигнала B^+ -мезона, f_{B^+} и $f_{X_{c\bar{c}}}$ — поправочные коэффициенты для разрешений по инвариантной массе B^+ - и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов.

Указаны только статистические погрешности

Параметр	$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$
N	$(81,14 \pm 0,29) \times 10^3$	137 ± 26	4230 ± 70
$\delta m_{X_{c\bar{c}}}$ МэВ/ c^2	—	$137,98 \pm 0,53$	$185,49 \pm 0,06$
$\Gamma_{X_{c\bar{c}}}$ МэВ	0,294 (фикс.)	$0^{+0,68}_{-0,00}$	$0,96^{+0,19}_{-0,18}$
m_{B^+} МэВ/ c^2	$5279,20 \pm 0,03$		
f_{B^+}	$1,052 \pm 0,003$		
$f_{X_{c\bar{c}}}$	$1,048 \pm 0,004$		

Значение параметра m_{B^+} определялось из подгонки статистически обеспеченной моды распада $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. Разрешения по инвариантной массе B^+ - и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов фиксировались к значениям, полученным из математического моделирования. Для этих параметров применялись поправочные коэффициенты f_{B^+} и $f_{X_{c\bar{c}}}$. Поправочные коэффициенты f_{B^+} и $f_{X_{c\bar{c}}}$ являлись свободными параметрами функции аппроксимации и учитывали неоднородность разрешений по инвариантным массам между физическими данными и математическим моделированием. Значения этих поправочных коэффициентов определялись из подгонки статистически обеспеченного канала распада $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. Положения сигналов $X_{c\bar{c}}$ -мезонов, ширины $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний являлись свободными параметрами функции аппроксимации. Ширине $\psi(2S)$ -мезона присваивалось значение из таблицы свойств элементарных частиц $\Gamma_{\psi(2S)} = 294$ кэВ [40]. Проекция двумерных распределений по инвариантной массе отобранных $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$, $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ и $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ кандидатов представлены на рисунке 28. Параметры, определенные из результатов одновременной двумерной аппроксимации экспериментальных данных, приведены в таблице 13. Измеренные отношения числа

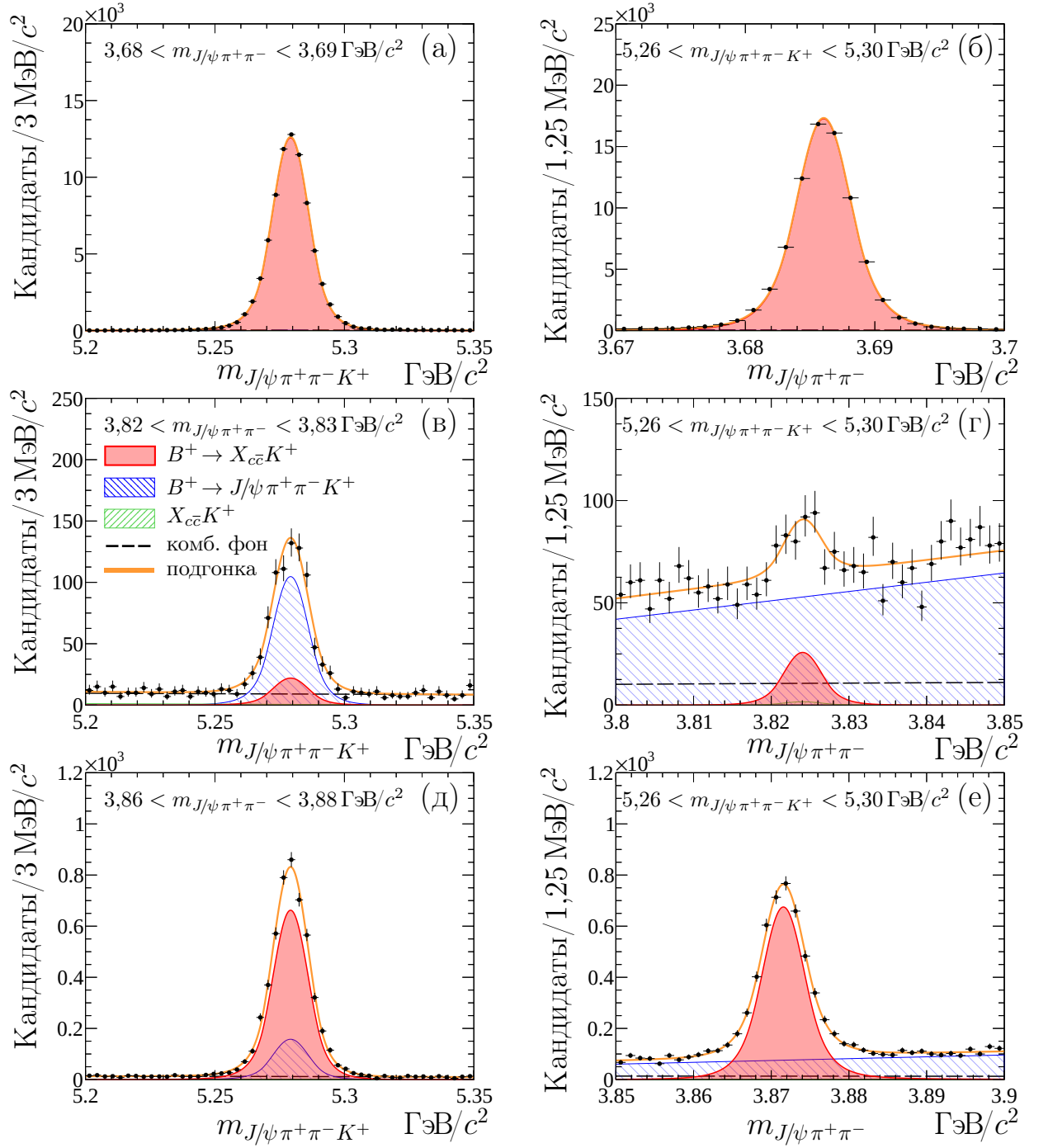


Рисунок 28 — Проекция двумерных распределений по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ (а, в, д) и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (б, г, е) комбинаций в распадах $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ (сверху), $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ (по центру) и $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ (снизу)

сигнальных событий между тремя изучаемыми каналами распада составили:

$$\begin{aligned}
 \frac{N_{\psi_2(3823)}}{N_{\chi_{c1}(3872)}} &= (32,40 \pm 6,12) \times 10^{-3}, \\
 \frac{N_{\psi_2(3823)}}{N_{\psi(2S)}} &= (1,69 \pm 0,32) \times 10^{-3}, \\
 \frac{N_{\chi_{c1}(3872)}}{N_{\psi(2S)}} &= (52,15 \pm 0,92) \times 10^{-3},
 \end{aligned} \tag{7}$$

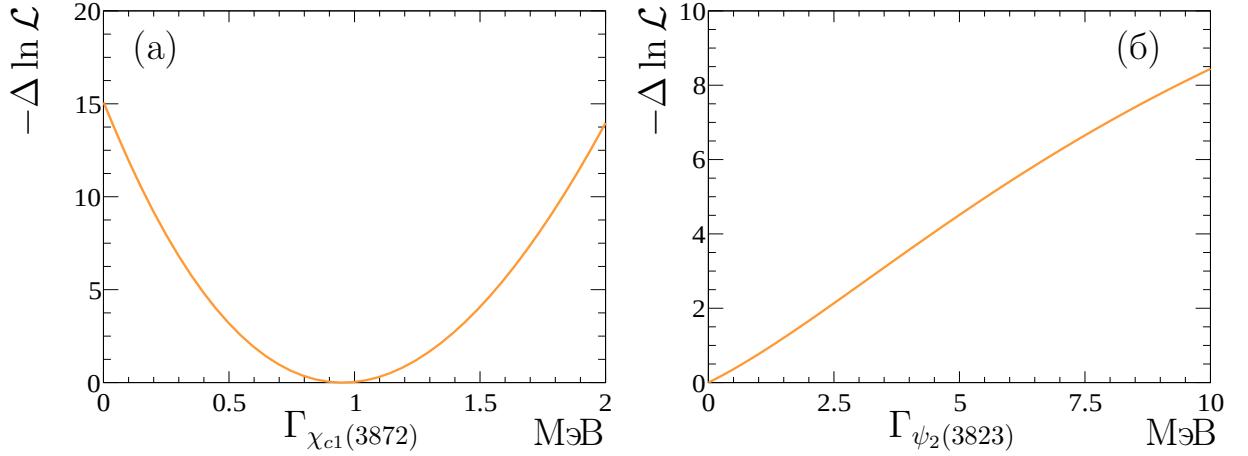


Рисунок 29 — Графики разностей логарифмов функций правдоподобий $-\Delta \ln \mathcal{L}$ для ширин $\chi_{c1}(3872)$ - (а) и $\psi_2(3823)$ -состояний (б), полученные из базовой аппроксимации экспериментальных данных

где показана только статистическая погрешность. Ширина $\chi_{c1}(3872)$ -состояния отличалась от нуля на 5,5 стандартных отклонений. Величина ширины $\psi_2(3823)$ -мезона ($\Gamma_{\psi_2(3823)}$), полученная из аппроксимации данных, оказалась равной нулю. Поэтому для параметра $\Gamma_{\psi_2(3823)}$ из графика величины $-\Delta \ln \mathcal{L}$ определялся верхний предел, где $\mathcal{L}$ – разность вероятностей, соответствующих гипотезе о том, что ширина состояния равна нулю или некоторому ненулевому значению. Графики разностей логарифмов функций правдоподобий $-\Delta \ln \mathcal{L}$ для ширин $\chi_{c1}(3872)$ - и $\psi_2(3823)$ -мезонов представлены на рисунке 29.

3.3 Статистическая значимость сигнала $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$

Статистическая значимость распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ оценивалась методом псевдоэкспериментов (упрощенного моделирования данных). В каждом псевдоэксперименте на основе формы фоновых компонент двумерной модели аппроксимации для распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$, случайным образом разыгрывалось двумерное распределение по инвариантным массам $m_{J/\psi \pi^+ \pi^- K^+}$ и $m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$ в области вокруг номинальных масс B^+ - и $\psi_2(3823)$ -мезонов с числом событий, соответствующих числу событий в физических данных. Таким образом полученная форма разыгрывалась для каждого псевдоэксперимента.

Каждый образец полученных данных далее аппроксимировался с использованием основной модели подгонки для данного распада, включая сигнальный

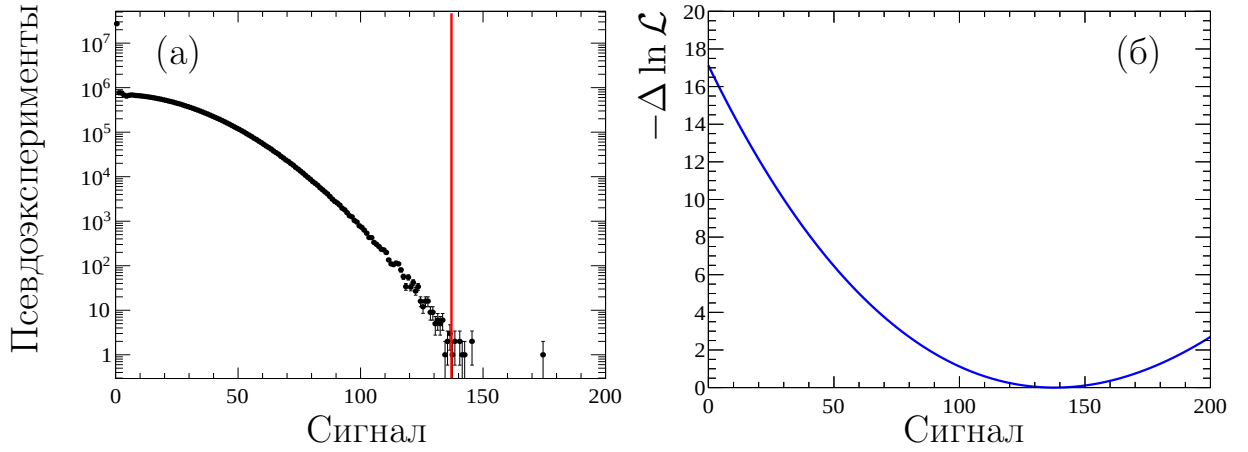


Рисунок 30 — Гистограмма с количеством сигнальных событий, полученных из аппроксимации псевдоэкспериментов (а). Красная линия демонстрирует число сигнальных событий, полученных из аппроксимации экспериментальных данных (см. таблицу 13). График разностей логарифмов функций правдоподобий $-\Delta \ln \mathcal{L}$ для сигнала $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ из базовой подгонки экспериментальных данных (б)

компонент. Количество сигнальных событий, полученных из подгонки каждого псевдоэксперимента, помещалось в отдельную гистограмму (рисунок 30 (а)). Полученное распределение демонстрирует, что в каждом из 50×10^6 псевдоэкспериментов число «сигнальных» событий, превышающих количество сигнала от распадов $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$, оцененных из аппроксимации физических данных (см. таблицу 3) наблюдалось в 10 испытаниях. Таким образом, согласно результатам серии псевдоэкспериментов вероятность того, что флуктуация фона будет ошибочно интерпретирована в качестве сигнала с более чем 137 событиями, составляет $\mathcal{P} = 2 \times 10^{-7}$, что соответствует статистической значимости 5,2 стандартных отклонения. В качестве проверки значимость сигнала также оценивалась по формуле $S_\sigma \equiv \sqrt{-2 \ln \frac{\mathcal{L}_B}{\mathcal{L}_{S+B}}}$, где $\mathcal{L}_{S+B}$ ($\mathcal{L}_B$) – вероятность, соответствующая гипотезе о том, что в распределении существует как сигнал, так и фон (только фон). График разностей логарифмов функций правдоподобий $-\Delta \ln \mathcal{L}$ представлен на рисунке 30 (б). Статистическая значимость сигнала $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$, оцененная по формуле, составила 5,1 стандартных отклонения.

3.4 Оценка эффективностей восстановления распадов

Полная эффективность восстановления распада ϵ^{tot} включает в себя эффективность генератора и геометрического аксептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$), эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$), комбинированную эффективность идентификации адронов и реконструкции заряженных треков ($\epsilon^{hID\&tr}$), эффективность отбора триггерной системой эксперимента (ϵ^{trig}) и эффективность классификатора BDT (ϵ^{BDT}):

$$\epsilon^{tot} = \epsilon^{gen\&acc} \times \epsilon^{rec\&sel} \times \epsilon^{hID\&tr} \times \epsilon^{trig} \times \epsilon^{BDT}. \quad (8)$$

Эффективности идентификации адронов и поправки к эффективности реконструкции треков оценивались с использованием экспериментальных данных. Все остальные значения эффективностей определялись при помощи математического моделирования МК. Расчеты эффективности выполнялись отдельно для каждого периода набора данных и канала распада. Сравнение экспериментальных данных и математического моделирования по переменным поперечного импульса ($p_T(B^+)$) и быстроте ($y(B^+)$) B^+ -кандидатов для статистически обеспеченного распада $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ представлено на рисунке 31. Распределения по кинематическим переменным для сигнальных распадов $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ в экспериментальных данных были получены с использованием техники вычитания контрольных интервалов [87]. Из сравнения видно, что экспериментальные данные и математическое моделирование находятся в хорошем согласии, поэтому поправки по кинематическим переменным в этом анализе не требовались. При производстве данных математического моделирования использовалось среднемировое значение собственного времени распада B^+ -мезона [40], поэтому соответствующие поправки в анализе не применялись. Оценки всех промежуточных эффективностей из уравнения 8 приведены в подразделах 3.4.1 – 3.4.5. Полные эффективности и их отношения представлены в подразделе 3.4.6.

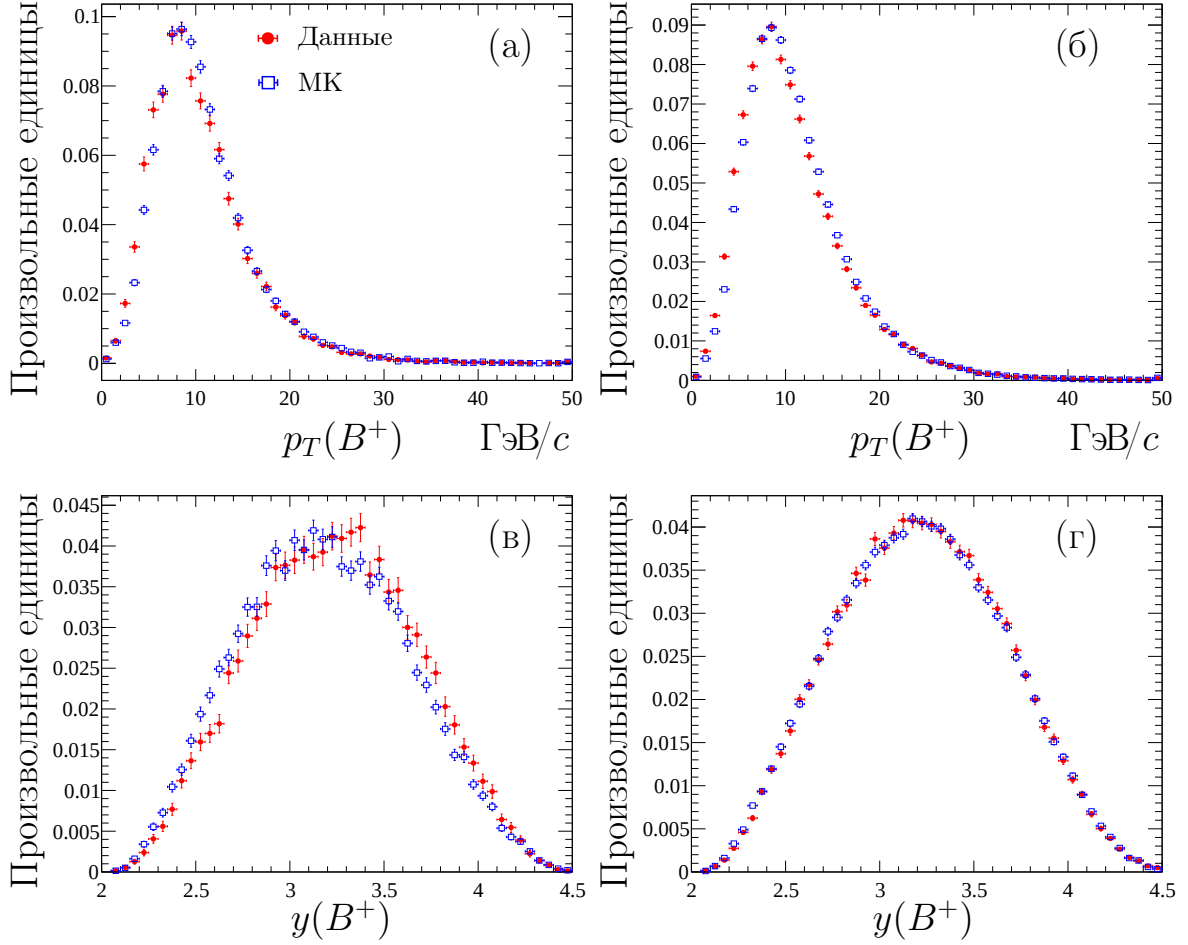


Рисунок 31 — Распределения по кинематике B^+ -кандидатов в канале распада $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. Представлено сравнение данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов и математического моделирования. Показаны распределения по переменной $p_T(B^+)$ (сверху) и $y(B^+)$ (снизу) отдельно для данных 2011 – 2012 гг. (а, в) и 2015 – 2018 гг. (б, г)

3.4.1 Эффективность генератора и геометрического аксептанса детектора

Эффективность генератора и геометрического аксептанса обусловлена тем, что спектрометр LHCb осуществляет детектирование частиц в области псевдобыстрот $2 < \eta < 5$. Все частицы, находящиеся вне этой области, не могут быть зарегистрированы. Измеренные значения эффективностей генератора и геометрического аксептанса детектора представлены в таблице 14. Различие эффективностей между тремя каналами распада объясняется отличием в спектрах по поперечным импульсам двух пионов, как было показано на рисунке 23 (б).

Таблица 14 — Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$). Показаны только статистические погрешности

Эффективность, %			
	$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$
2011	$2,643 \pm 0,010$	$3,406 \pm 0,010$	$3,696 \pm 0,012$
2012	$2,784 \pm 0,008$	$3,556 \pm 0,008$	$3,842 \pm 0,010$
2015	$3,254 \pm 0,016$	$4,069 \pm 0,016$	$4,363 \pm 0,020$
2016	$3,256 \pm 0,009$	$4,067 \pm 0,010$	$4,353 \pm 0,011$
2017	$3,266 \pm 0,009$	$4,067 \pm 0,010$	$4,363 \pm 0,011$
2018	$3,253 \pm 0,008$	$4,072 \pm 0,009$	$4,371 \pm 0,011$

3.4.2 Эффективность детектирования, реконструкции и отбора событий

Эффективность реконструкции и отбора определялась с использованием образцов математического моделирования и вычислялась по формуле:

$$\epsilon^{rec\&sel} = \frac{N_{rec\&sel}}{N_{total}},$$

где $N_{rec\&sel}$ — количество событий из математического моделирования, прошедших предварительные критерии отбора (см. таблицу 12), без учета отбора триггерной системой эксперимента, поправок к эффективности идентификации адронов и восстановления треков, а также ограничения на выходную переменную классификатора BDT. Величина N_{total} соответствует суммарному количеству событий из математического моделирования до реконструкции. Полученные значения эффективностей детектирования, реконструкции и отбора событий представлены в таблице 15.

3.4.3 Эффективность идентификации адронов и поправки к эффективности восстановления треков

Эффективность идентификации пионов и каонов, как функция кинематических параметров и множественности вторичных частиц в событии,

Таблица 15 — Эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$). Показаны только статистические погрешности

Эффективность, %			
	$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$
2011	$14,023 \pm 0,106$	$14,832 \pm 0,067$	$15,411 \pm 0,094$
2012	$12,664 \pm 0,069$	$13,201 \pm 0,044$	$13,734 \pm 0,061$
2015	$13,138 \pm 0,135$	$14,310 \pm 0,088$	$15,110 \pm 0,123$
2016	$13,876 \pm 0,060$	$14,862 \pm 0,039$	$15,644 \pm 0,055$
2017	$13,984 \pm 0,058$	$14,883 \pm 0,038$	$15,672 \pm 0,053$
2018	$13,872 \pm 0,054$	$14,789 \pm 0,035$	$15,505 \pm 0,049$

определялась из анализа экспериментальных данных. Для этого использовались калибровочные распады с большой статистикой и незначительным фоном: $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $D_s^+ \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\pi^+$. Поправка в реконструкции заряженных треков, как функция кинематических параметров в событии, определялась с использованием калибровочных данных. Образцы калибровочных данных получены из сравнения эффективностей реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ между физическими данными и математическим моделированием [89–91]. Комбинированная эффективность идентификации адронов с учетом поправок в реконструкции заряженных треков вычислялась по формуле:

$$\epsilon^{hID\&tr} = \frac{\sum w_{PID\&tr}}{N_{rec\&sel}},$$

где $w_{PID\&tr}$ соответствует произведению индивидуальных поправок к эффективности идентификации и реконструкции треков каона и пионов для событий, прошедших предварительные критерии отбора (см. таблицу 12). Расчет эффективностей производился без учета отбора триггерной системой эксперимента и ограничения на выходную переменную классификатора BDT. Полученные значения комбинированных эффективностей идентификации адронов и реконструкции заряженных треков представлены в таблице 16. Для трех каналов распада измеренные эффективности оказались достаточно близкими по значениям. Однако, величины несколько отличаются между данными 2011 – 2012 гг. и 2015 – 2018 гг. Это различие обусловлено разной настройкой нейронной сети, используемой в алгоритмах идентификации адронов между двумя сеансами набора данных [88].

Таблица 16 — Эффективности идентификации адронов с учетом поправок к эффективности восстановления треков ($\epsilon^{hID\&tr}$). Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, %		
	$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$
2011	$89,69 \pm 0,32$	$90,29 \pm 0,19$	$90,04 \pm 0,26$
2012	$92,91 \pm 0,20$	$93,04 \pm 0,12$	$92,88 \pm 0,16$
2015	$87,34 \pm 0,48$	$87,83 \pm 0,29$	$87,72 \pm 0,38$
2016	$85,15 \pm 0,21$	$85,58 \pm 0,13$	$85,45 \pm 0,17$
2017	$84,95 \pm 0,21$	$85,37 \pm 0,13$	$85,24 \pm 0,17$
2018	$84,59 \pm 0,19$	$85,00 \pm 0,12$	$84,86 \pm 0,16$

3.4.4 Эффективность триггерной системы

Триггерная система спектрометра LHCb обеспечивает высокую эффективность отбора распадов прелестных и очарованных адронов в конечные состояния, содержащее пару противоположно заряженных мюонов. Эффективность триггерной системы вычислялась для событий, прошедших предварительные критерии отбора с использованием формулы:

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

где в числителе (знаменателе) использовалась взвешенная сумма по событиям, не прошедшим (прошедшим) отбор триггерной системой. Расчет эффективностей производился без применения ограничения на выходную переменную классификатора BDT. Полученные эффективности представлены в таблице 17. Результаты для исследуемого и нормировочных каналов имеют близкие значения, что обусловлено похожей кинематикой мюонов в этих распадах. Отличие в эффективностях между разными годами набора данных связано с разными схемами работы триггерной системы.

Таблица 17 — Эффективности отбора триггерной системой (ϵ^{trig}). Показаны только статистические погрешности

Эффективность, %			
	$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$
2011	$79,76 \pm 0,33$	$77,36 \pm 0,21$	$77,20 \pm 0,28$
2012	$77,90 \pm 0,24$	$74,61 \pm 0,16$	$74,65 \pm 0,21$
2015	$78,79 \pm 0,45$	$75,23 \pm 0,29$	$74,97 \pm 0,38$
2016	$82,20 \pm 0,18$	$80,07 \pm 0,11$	$79,45 \pm 0,15$
2017	$84,63 \pm 0,16$	$82,70 \pm 0,10$	$82,56 \pm 0,14$
2018	$82,22 \pm 0,16$	$79,89 \pm 0,10$	$79,48 \pm 0,14$

3.4.5 Эффективность классификатора BDT

Эффективность классификатора BDT оценивалась для событий, прошедших предварительные ограничения и отбор триггерной системой с использованием формулы:

$$\epsilon^{BDT} = \left(1 + \frac{\sum_{rec\&sel\&trig\&rej} w_{PID\&tr}}{\sum_{rec\&sel\&trig\&acc} w_{PID\&tr}} \right)^{-1},$$

где в числителе (знаменателе) использовалась взвешенная сумма по всем реконструированным событиям, не прошедшим (прошедшим) ограничение на переменную классификатора BDT. Измеренные эффективности классификатора BDT представлены в таблице 18. Несмотря на то, что процесс классификации событий выполнялся с использованием математического моделирования для распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$, полученные эффективности оказались достаточно близкими по значениям для трех каналов. Эффект объясняется тем, что в производстве распадов $\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ в математическом моделировании использовалась модель фазового пространства, поскольку истинная модель этого распада неизвестна.

Таблица 18 — Эффективности классификатора BDT (ϵ^{BDT}). Показаны только статистические погрешности

	Эффективность, %		
	$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$
2011	$83,16 \pm 0,34$	$81,63 \pm 0,22$	$79,42 \pm 0,30$
2012	$82,80 \pm 0,25$	$81,46 \pm 0,16$	$79,74 \pm 0,22$
2015	$91,98 \pm 0,33$	$90,52 \pm 0,22$	$89,39 \pm 0,31$
2016	$91,22 \pm 0,14$	$89,98 \pm 0,09$	$88,71 \pm 0,13$
2017	$91,14 \pm 0,14$	$89,64 \pm 0,09$	$88,44 \pm 0,13$
2018	$91,27 \pm 0,13$	$89,95 \pm 0,09$	$89,12 \pm 0,12$

3.4.6 Отношения полных эффективностей

Полные эффективности, вычисленные согласно уравнению 8 с использованием результатов, представленных в предыдущих подразделах, приведены в таблице 19. При оценке средневзвешенного значения полных эффективностей учитывались различные величины интегральной светимости и сечения рождения пар $b\bar{b}$ -кварков в протон-протонных столкновениях при заданной энергии [92–94]. Отношения полных эффективностей между тремя каналами распада составили:

$$\begin{aligned}
 \frac{\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{tot}}{\epsilon_{\psi_2(3823)}^{tot}} &= 1,098 \pm 0,003, \\
 \frac{\epsilon_{\psi(2S)}^{tot}}{\epsilon_{\psi_2(3823)}^{tot}} &= 0,778 \pm 0,003, \\
 \frac{\epsilon_{\psi(2S)}^{tot}}{\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{tot}} &= 0,708 \pm 0,003,
 \end{aligned} \tag{9}$$

где $\epsilon_{\psi(2S)}^{tot}$, $\epsilon_{\psi_2(3823)}^{tot}$ и $\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{tot}$ — средневзвешенные по годам значения полных эффективностей распадов $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$, $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ и $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$, соответственно. В результате представлена только статистическая погрешность.

Таблица 19 — Значения полных эффективностей (ϵ^{tot}), оцененные для каждого года, и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности

Эффективность, 10^{-4}			
	$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$
2011	$22,049 \pm 0,226$	$28,804 \pm 0,190$	$31,445 \pm 0,273$
2012	$21,129 \pm 0,159$	$26,545 \pm 0,132$	$29,173 \pm 0,189$
2015	$27,060 \pm 0,358$	$34,826 \pm 0,300$	$38,755 \pm 0,433$
2016	$28,847 \pm 0,167$	$37,268 \pm 0,148$	$41,012 \pm 0,203$
2017	$29,926 \pm 0,166$	$38,307 \pm 0,149$	$42,557 \pm 0,203$
2018	$28,645 \pm 0,149$	$36,784 \pm 0,133$	$40,737 \pm 0,188$
Среднее	$27,306 \pm 0,075$	$35,032 \pm 0,066$	$38,710 \pm 0,093$

3.5 Изучение систематических погрешностей

Поскольку изучаемые распады имеют одинаковую топологию, большая часть систематических погрешностей сократилась в отношении парциальных ширин (см. уравнение 6). К таким величинам относятся параметры, связанные с идентификацией мюонов и реконструкцией J/ψ -мезона. Оставшиеся источники систематических погрешностей для отношений парциальных ширин представлены в таблице 20 и описаны далее. Систематические погрешности измерений ширин $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний, а также разностей масс $X_{c\bar{c}}$ -мезонов показаны в подразделах 3.5.2 и 3.5.3.

3.5.1 Систематические погрешности измерения отношений парциальных ширин

Важный источник систематической погрешности связан с выбором функции аппроксимации физических данных. Соответствующая систематическая погрешность вычислялась с использованием альтернативных моделей для описания распределений по инвариантной массе комбинаций $m_{J/\psi \pi^+ \pi^- K^+}$

и $m_{J/\psi \pi^+ \pi^-}$. В проекции B^+ -мезона рассматривались модели описания сигнала асимметричными функциями [95, 96] и модель, в которой сигнальный компонент описывался распределением Стюдента [97]. Для описания сигнального компонента в проекциях $X_{c\bar{c}}$ -мезонов рассматривались альтернативные параметризации разрешения детектора с использованием симметричных модифицированных функций Гаусса и распределения Стюдента. Для описания фоновых компонентов в каждой проекции и для каждой области по инвариантной массе комбинаций $J/\psi \pi^+ \pi^-$ последовательно изменялись степени полиномов с первого до второго порядка. Исследования альтернативных моделей аппроксимации сигнальных компонентов B^+ - и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов проводились с использованием экспериментальных данных. Изучение различных категорий альтернативных моделей аппроксимации фоновых компонентов выполнялось на объемном образце данных, полученном методом упрощенного моделирования (псевдоэксперимент). Псевдоэксперимент разыгрывался с использованием функции плотности вероятности из основной подгонки физических данных (см. раздел 3.2). Для каждой категории альтернативных моделей аппроксимации вычислялись отношения числа сигнальных событий. При этом систематическая погрешность определялась как максимальное отклонение этих отношений от величины, полученной с использованием основной модели подгонки. Максимальные отклонения в отношениях числа сигнальных событий для сигнальных компонентов в проекциях B^+ - и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов, а также для фоновых компонентов представлены в таблице 20.

Систематическая погрешность вычисления эффективности содержит несколько источников. Первый источник обусловлен выбором модели распада $\psi_2(3823)$ -мезона. Поскольку модель распада $\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ неизвестна, то для производства таких распадов в математическом моделировании использовалась модель фазового пространства. В качестве альтернативы рассматривалась модель, описанная в работе [118]. С использованием альтернативной модели распада $\psi_2(3823)$ -мезона были рассчитаны поправки к эффективности классификатора BDT. Оценка систематической погрешности производилась путем сравнения эффективности классификатора BDT в области оптимальной рабочей точки с учетом полученных поправок. Максимальное отклонение скорректированной эффективности от основного значения составило 0,2%, что было взято в качестве соответствующей систематической

Таблица 20 — Относительные систематические погрешности (в %) измерений отношения парциальных ширин.

Источник	$\mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872)}^{\psi_2(3823)}$	$\mathcal{B}_{\psi(2S)}^{\psi_2(3823)}$	$\mathcal{B}_{\psi(2S)}^{\chi_{c1}(3872)}$
Модель подгонки:			
Сигнал B^+ -мезона	0,6	0,5	0,1
Сигнал $X_{c\bar{c}}$ -мезонов	0,3	0,2	0,2
Фон	2,5	2,7	0,2
Вычисление эффективностей:			
Модель распада $\psi_2(3823)$ -мезона	0,2	0,2	—
Идентификация адронов и восстановление треков	$< 0,1$	0,2	0,2
Эффективность триггерной системы	1,1	1,1	1,1
Согласие данных и математического моделирования	1,0	1,0	1,0
Объем образцов математического моделирования	0,3	0,4	0,4
Полная погрешность в квадратуре	3,0	3,2	1,6

неопределенности для отношений эффективностей $\epsilon_{\psi_2(3823)}^{\psi(2S)}$ и $\epsilon_{\psi_2(3823)}^{\chi_{c1}(3872)}$. Еще одним источником систематической погрешности является возможное различие в эффективности реконструкции треков заряженных частиц и идентификации адронов. Соответствующая неопределенность отражает конечный объем калибровочных данных. Влияние ограниченного объема калибровочных данных на отношение полных эффективностей составило 0,2% для отношений эффективностей $\epsilon_{\psi_2(3823)}^{\psi(2S)}$ и $\epsilon_{\chi_{c1}(3872)}^{\psi(2S)}$. Для отношения $\epsilon_{\psi_2(3823)}^{\chi_{c1}(3872)}$ различие составило менее 0,1%, что пренебрежимо мало.

Значение систематической погрешности, обусловленной различием в эффективности триггерной системы, было получено путем сравнения соответствующих эффективностей на экспериментальных данных и данных математического моделирования распадов с большой статистикой $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$, с каналами $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Значение этой систематической погрешности равно 1,1% [119].

Важным источником систематической погрешности является возможное различие в описании спектров в экспериментальных данных и математическом моделировании. Такой источник систематической погрешности исследовался

путем вариации критериев отбора по переменной классификатора BDT (в пределах $\pm 20\%$ изменения числа сигнальных событий). Поскольку исследуемый канал распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ имеет достаточно малую статистику в экспериментальных данных, то для оценки систематической погрешности использовались нормировочные распады $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. Эти каналы имеют такую же топологию, как и исследуемая мода распада, и обладают достаточной статистикой в физических данных. Стабильность критериев отбора проверялась из сравнения распределений эффективности ограничений по переменной классификатора BDT между экспериментальными данными и математическим моделированием. В результате вариация ограничений приводила примерно к 1% расхождению эффективности. Кроме того, источником систематической неопределенности являлся ограниченный объем образцов математического моделирования, используемых в анализе. Величина соответствующей погрешности составила $0,3 - 0,4\%$ и определялась как относительная погрешность отношения полных эффективностей (см. уравнение 9). Полная систематическая погрешность вычислялась как корень из суммы квадратов индивидуальных источников, представленных в таблице 20. В результате полные систематические погрешности измерений отношений парциальных ширин $\mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872)}^{\psi_2(3823)}$, $\mathcal{B}_{\psi(2S)}^{\psi_2(3823)}$ и $\mathcal{B}_{\psi(2S)}^{\chi_{c1}(3872)}$ составили $3,0\%$, $3,2\%$ и $1,6\%$, соответственно.

3.5.2 Систематические погрешности измерения ширин $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний

Важный источник систематической погрешности измерения ширин $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний связан с выбором функции аппроксимации физических данных. Соответствующая систематическая погрешность вычислялась с использованием альтернативных моделей, описанных в предыдущем подразделе. Исследования альтернативных моделей аппроксимации для сигнальных и фоновых компонентов проводились с использованием экспериментальных данных. Максимальное отклонение в измерении ширин $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -мезонов относительно результата, полученного с использованием основной модели, принималось в качестве соответствующей систематической

неопределенности. Для ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния систематическая неопределенность, обусловленная выбором функции аппроксимации данных, составила 0,21 МэВ. Поскольку ширина $\psi_2(3823)$ -мезона была равна нулю как с использованием основной модели аппроксимации, так и для каждой категории альтернативных моделей, то для этой частицы выполнялась процедура оценки верхнего предела на параметр ширины $\Gamma_{\psi_2(3823)}$. Максимальное значение верхнего предела, полученное с использованием различных категорий альтернативных моделей аппроксимации, принималось в качестве консервативной оценки, учитывающей систематическую неопределенность. Таким образом, значение верхнего предела для ширины $\psi_2(3823)$ -мезона составило:

$$\Gamma_{\psi_2(3823)} < 5,2 (6,6) \text{ МэВ}$$

на 90% (95%) уровне достоверности.

Еще одним источником систематической погрешности является конечная точность ширины $\psi(2S)$ -мезона. В основной модели аппроксимации ширине $\psi(2S)$ -состояния присваивается значение, взятое из таблицы свойств элементарных частиц. Однако эта величина имеет погрешность: $\Gamma_{\psi(2S)} = 294 \pm 8 \text{ кэВ}$ [40]. Для учета систематической неопределенности, обусловленной точностью измерения ширины $\psi(2S)$ -состояния, значение параметра $\Gamma_{\psi(2S)}$ в основной модели аппроксимации варьировалось в пределах одного стандартного отклонения. Максимальное отклонение в определении ширин $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -мезонов относительно основного значения принималось в качестве соответствующей систематической неопределенности. Для параметра $\Gamma_{\chi_{c1}(3872)}$ это отклонение составило 0,03 МэВ, в то время как для $\psi_2(3823)$ -состояния эффект оказался незначительным. Полная систематическая погрешность измерения ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния вычислялась как корень из суммы квадратов индивидуальных источников. Полученное значение составило 0,21 МэВ.

3.5.3 Систематические погрешности измерения разностей масс

Систематические погрешности, дающие вклад в измерение разностей масс $X_{c\bar{c}}$ -состояний, представлены в таблице 21. Погрешность, обусловленная процедурой подгонки и выбором функции аппроксимации, детально описана в

подразделе 3.5.1. Максимальное отклонение в разностях масс, измеренных с использованием различных категорий альтернативных моделей аппроксимации относительно основного значения (таблица 13), было взято в качестве систематической погрешности.

Систематическая погрешность, обусловленная калибровкой импульсного поправочного коэффициента, связана с неточностью измерения магнитного поля, которая составила 0,03% [120, 121]. Данная погрешность является доминирующей в измерении масс частиц [76, 112, 120–134], однако при вычислении разностей масс величина соответствующей неопределенности существенно сокращается. Этот эффект оценивался с использованием данных математического моделирования, путем вариации соответствующей поправки в пределах одного стандартного отклонения. Величина систематической погрешности определялась как половина измеренных разностей масс $X_{c\bar{c}}$ -состояний, оцененных из аппроксимации для обоих значений поправочного коэффициента.

Еще одним источником систематической погрешности является точность измерения массы B^+ -мезона. Как отмечалось ранее, инвариантная масса комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^-$ вычислялась с использованием глобальной аппроксимации, при этом инвариантной массе комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ присваивалось значение массы B^+ -мезона, взятое из справочника свойств элементарных частиц (см. раздел 3.1). Поскольку масса B^+ -мезона имеет конечную точность ($m_{B^+} = 5279,25 \pm 0,26$ МэВ/ c^2 [40]), то для оценки влияния значения массы B^+ -мезона на измерение разностей масс $X_{c\bar{c}}$ -состояний исследовались данные математического моделирования. Инвариантная масса комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^-$ в изучаемых образцах математического моделирования реконструировалась с использованием глобальной аппроксимации. При этом инвариантной массе комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ присваивались значения массы B^+ -мезона, измененные в пределах одного стандартного отклонения от среднемирового значения. Величина систематической погрешности определялась как половина разности масс $X_{c\bar{c}}$ -состояний, оцененных из подгонки полученных образцов математического моделирования. Полная систематическая погрешность измерения разностей масс $X_{c\bar{c}}$ -мезонов вычислялась как корень из суммы квадратов индивидуальных источников.

Измерение масс и ширин $X_{c\bar{c}}$ -состояний выполнялось без учета возможных интерференционных эффектов между сигналами и когерентным фоном. Поскольку доминирующим компонентом фона в области изучаемых сигналов

Таблица 21 — Систематические погрешности (в МэВ/ c^2) для измерений разностей масс $X_{c\bar{c}}$ -состояний

Источник	$\delta m_{\psi(2S)}^{\psi_2(3823)}$	$\delta m_{\psi(2S)}^{\chi_{c1}(3872)}$	$\delta m_{\psi_2(3823)}^{\chi_{c1}(3872)}$
Модель подгонки:			
Сигнал B^+ -мезона	0,023	0,002	0,023
Сигнал $X_{c\bar{c}}$ -мезонов	0,115	0,005	0,110
Фон	0,070	0,001	0,070
Калибровка импульсного поправочного коэффициента	0,004	0,009	0,005
Точность массы B^+ -мезона	0,021	0,029	0,008
Полная погрешность в квадратуре	0,138	0,031	0,133

$X_{c\bar{c}}$ -мезонов являются нерезонансные распады $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$, то эффект интерференции может оказывать существенное влияние на значения этих параметров. Учесть влияние интерференции на параметры масс и ширин можно с использованием полного амплитудного анализа распадов, выходящего за рамки настоящего исследования. Однако, оценка возможного влияния интерференции на значения массы и ширины $\chi_{c1}(3872)$ -мезона выполнялась из исследования распределения по инвариантной массе комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^-$, полученного методом вычитания контрольных интервалов [87]. Распределение аппроксимировалось с использованием функции, содержащей сигнальный компонент, а также два компонента фона – когерентный и некогерентный:

$$\mathcal{F}(m) = \mathcal{N} \left(\left| \mathcal{A}_{\text{BW}}(m) + b_c(m) e^{i\delta(m)} \right|^2 \otimes \mathfrak{R} \right) + b_1^2(m),$$

где $\mathcal{N}$ – нормировочная константа, $\mathcal{A}_{\text{BW}}(m)$ – амплитуда функции Брейта-Вигнера, $b_c(m)$ и $b_1^2(m)$ – амплитуды когерентного и некогерентного фона и $\mathfrak{R}$ – функция разрешения детектора. Относительная фаза интерференции $\delta(m)$ считалась постоянной для узкого интервала подгонки $3,85 \leq m_{J/\psi \pi^+ \pi^-} < 3,90 \text{ ГэВ}/c^2$ ($\delta(m) \equiv \delta_0$). В результате было достигнуто одинаково хорошее описание данных как в случае 100% когерентного фона ($b_1^2(m) \equiv 0$), так и в случае 100% некогерентного ($b_c(m) \equiv 0$), в том числе и для любых промежуточных сценариев с фазой δ_0 , близкой к $\frac{\pi}{2}$ (см. рисунок 32).

Для случаев, когда оба компонента фона не фиксировались к определенной доле, аппроксимация вела себя нестабильно. Поэтому выполнялось

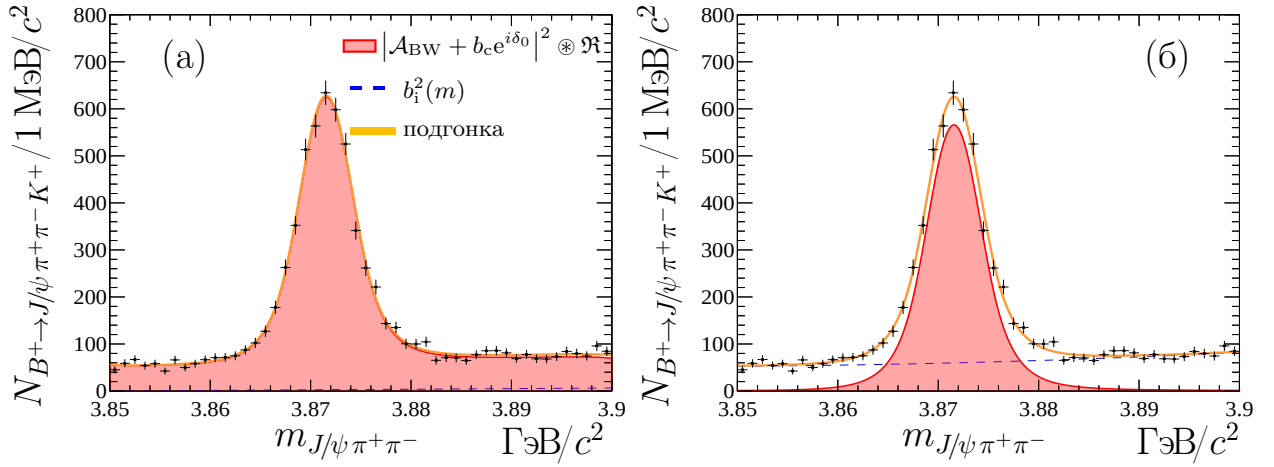


Рисунок 32 — Распределение по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^-$ комбинации в области $\chi_{c1}(3872)$ мезона, полученное методом вычитания контрольных интервалов [87] с наложенной функцией подгонки в случае когерентной ($b_i^2(m) \equiv 0$) (а) и некогерентной ($b_c(m) \equiv 0$) (б) параметризации фона

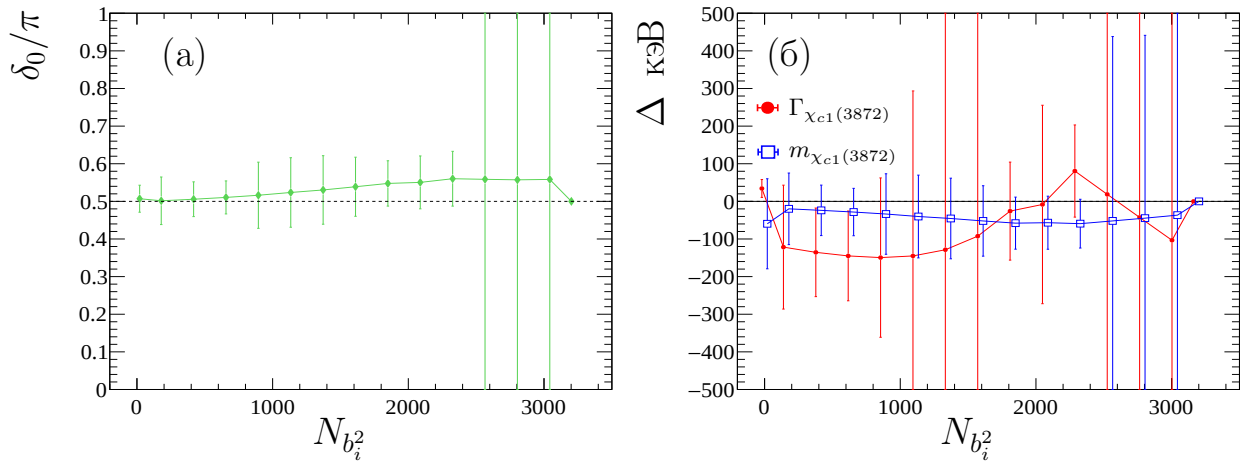


Рисунок 33 — Интерференционная фаза δ_0 для разных уровней некогерентного фона (а). Разница в значении параметров массы и ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния между основной подгонкой и в случае разных уровней некогерентного фона (б)

несколько последовательных подгонок с фиксированным количеством некогерентного фона, варьирующимся от 0 до 100%. Для всех рассмотренных сценариев было обнаружено, что фаза интерференции δ_0 близка к $\frac{\pi}{2}$, что отражает симметрию наблюдаемого сигнала (см. рисунок 33 (а)). Результаты подгонок с разным количеством некогерентного фона в двенадцати промежуточных точках представлены на рисунке 33 (б). Как видно из результата, масса и ширина

$\chi_{c1}(3872)$ -состояния находятся в хорошем согласии для всех рассмотренных вариантов аппроксимации. Максимальная разница в массе и ширине относительно основного значения не превышает 50 кэВ/ c^2 и 150 кэВ, соответственно.

3.6 Результаты и выводы

С использованием данных, набранных спектрометром ЛНСб при энергиях протон-протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1, 2 и 6 фб $^{-1}$, было изучено $(547,8 \pm 0,8) \times 10^3$ распадов $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$. Впервые был обнаружен распад $B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+$ с каналом $\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Статистическая значимость сигнала составила 5,1 стандартных отклонений. Используя уравнение 6, вычисленные отношения сигналов (уравнение 7) и эффективностей (уравнение 9) были измерены отношения парциальных ширин:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+} \times \mathcal{B}_{\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}}{\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872) K^+} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}} &= (3,56 \pm 0,67 \pm 0,11) \times 10^{-2}, \\ \frac{\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+} \times \mathcal{B}_{\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}}{\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+} \times \mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}} &= (1,31 \pm 0,25 \pm 0,04) \times 10^{-3}, \\ \frac{\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872) K^+} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}}{\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+} \times \mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}} &= (3,69 \pm 0,07 \pm 0,06) \times 10^{-2}, \end{aligned}$$

где первая погрешность является статистической, а вторая – систематической. При этом третье отношение в пределах погрешностей совпадает со значением $(4,0 \pm 0,4) \times 10^{-2}$, полученным с использованием данных, представленных в справочнике свойств элементарных частиц [40], однако обладает лучшей точностью. С использованием значений парциальных ширин распадов:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+} &= (6,21 \pm 0,22) \times 10^{-4}, \\ \mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-} &= (34,68 \pm 0,30) \times 10^{-2}, \end{aligned}$$

взятых из справочника свойств элементарных частиц [40], были вычислены произведения парциальных ширин:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi_2(3823) K^+} \times \mathcal{B}_{\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-} &= (2,82 \pm 0,54 \pm 0,09 \pm 0,10) \times 10^{-7}, \\ \mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872) K^+} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-} &= (7,95 \pm 0,15 \pm 0,13 \pm 0,29) \times 10^{-6}, \end{aligned}$$

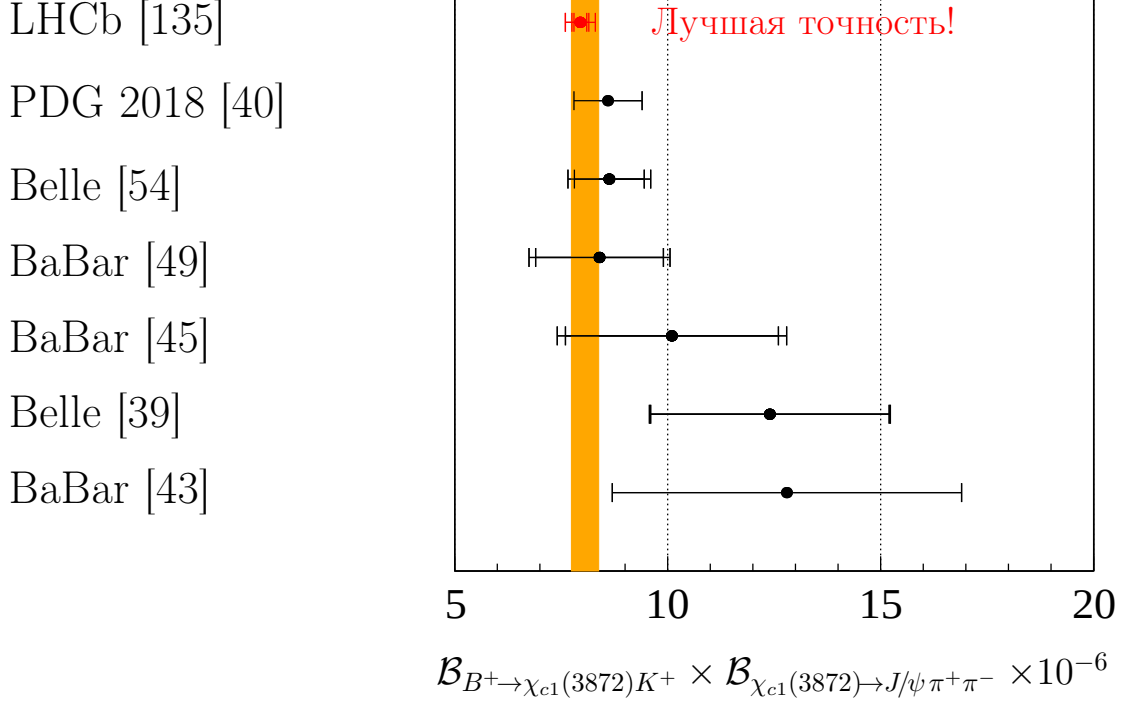


Рисунок 34 — Сравнение произведения парциальных ширин распадов $\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}$, измеренного в этом анализе (красная точка) с аналогичными измерениями в других экспериментах. Желтая линия иллюстрирует новое среднемировое значение. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя соответствует квадратичной сумме всех компонент неопределенности

где первая погрешность статистическая, вторая — систематическая, а третья обусловлена точностью измерений парциальных ширин распадов $\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+}$ и $\mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}$. Измеренное значение произведения парциальных ширин распадов $\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}$ находится в хорошем согласии с результатами прошлых измерений, но обладает точностью выше среднемировой. Сравнение результата с предыдущими измерениями показано на рисунке 34.

Измеренные разности масс $X_{c\bar{c}}$ -мезонов составили:

$$\begin{aligned} m_{\chi_{c1}(3872)} - m_{\psi_2(3823)} &= 47,50 \pm 0,53 \pm 0,13 \text{ МэВ}/c^2, \\ m_{\psi_2(3823)} - m_{\psi(2S)} &= 137,98 \pm 0,53 \pm 0,14 \text{ МэВ}/c^2, \\ m_{\chi_{c1}(3872)} - m_{\psi(2S)} &= 185,49 \pm 0,06 \pm 0,03 \text{ МэВ}/c^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где первая погрешность является статистической, а вторая — систематической. При этом разность масс $m_{\chi_{c1}(3872)} - m_{\psi(2S)}$ в пределах 1,4 стандартных отклонений совпадает со значением $187,4 \pm 1,4 \text{ МэВ}/c^2$, представленным в таблице свойств элементарных частиц [40], но обладает

лучшей точностью. С использованием точного значения массы $\psi(2S)$ -мезона $m_{\psi(2S)} = 3686,097 \pm 0,010$ МэВ/ c^2 , взятого из справочника свойств элементарных частиц [40], и измеренных разностей масс (уравнение 10), были рассчитаны массы $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -состояний:

$$\begin{aligned} m_{\psi_2(3823)} &= 3824,08 \pm 0,53 \pm 0,14 \pm 0,01 \text{ МэВ}/c^2, \\ m_{\chi_{c1}(3872)} &= 3871,59 \pm 0,06 \pm 0,03 \pm 0,01 \text{ МэВ}/c^2, \end{aligned}$$

где первая погрешность является статистической, вторая систематической, а третья обусловлена точностью измерения массы $\psi(2S)$ -мезона. Значение массы $\psi_2(3823)$ -состояния в пределах 1,4 стандартных отклонений совпадает со среднемировой величиной $m_{\psi_2(3823)} = 3822,2 \pm 1,2$ МэВ/ c^2 [40], но имеет лучшую точность. Масса $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в пределах ошибок совпадает со среднемировым значением $m_{\chi_{c1}(3872)} = 3871,69 \pm 0,17$ МэВ/ c^2 [40], однако вычислена с существенно лучшей точностью. Графики сравнения масс $\psi_2(3823)$ - и $\chi_{c1}(3872)$ -мезонов, измеренных в этом анализе и в других экспериментах, представлены на рисунках 35 и 36, соответственно.

С использованием результатов этого анализа и недавнего исследования содружества LHCb по изучению инклюзивных распадов $\chi_{c1}(3872)$ -мезона были вычислены средневзвешенные значения разности масс $m_{\chi_{c1}(3872)} - m_{\psi(2S)}$ и масса $\chi_{c1}(3872)$ -состояния:

$$\begin{aligned} m_{\chi_{c1}(3872)} - m_{\psi(2S)}|_{\text{LHCb}} &= 185,54 \pm 0,06 \text{ МэВ}/c^2, \\ m_{\chi_{c1}(3872)}|_{\text{LHCb}} &= 3871,64 \pm 0,06 \pm 0,01 \text{ МэВ}/c^2, \end{aligned}$$

где вторая погрешность обусловлена точностью измерения массы $\psi(2S)$ -мезона. В расчетах учитывалось наличие одинаковых событий в двух образцах данных и корреляция части систематической неопределенности. С использованием данных этого анализа и комбинированного результата коллаборации LHCb была определена энергия связи $\chi_{c1}(3872)$ -состояния как системы $D^0 \bar{D}^{*0}$ -мезонов, $\delta E \equiv (m_{D^0} + m_{\bar{D}^{*0}}) c^2 - m_{\chi_{c1}(3872)} c^2$:

$$\begin{aligned} \delta E &= 0,12 \pm 0,13 \text{ МэВ}, \\ \delta E|_{\text{LHCb}} &= 0,07 \pm 0,12 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

где первое значение соответствует измерению, выполненному в этом анализе, а второе является средневзвешенным значением с результатами, представленными в работе по изучению инклюзивных распадов $\chi_{c1}(3872)$ -состояния. В

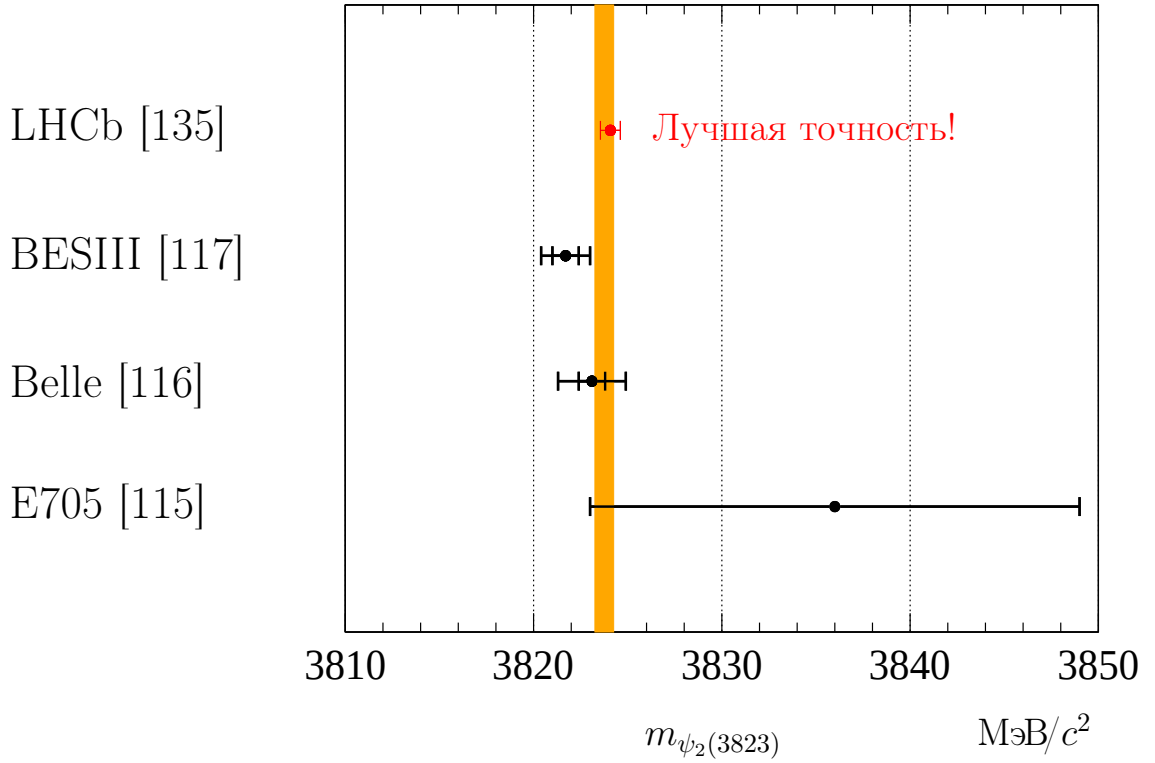


Рисунок 35 — Сравнение результатов измерений массы $\psi_2(3823)$ -состояния в этом анализе (красная точка) с результатами в других экспериментах. Желтая линия иллюстрирует новое среднемировое значение. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя соответствует квадратичной сумме всех компонентов неопределенности

качестве величины массового порога $D^0\bar{D}^{*0}$ -мезонов ($m_{D^0} + m_{\bar{D}^{*0}}$) использовалось значение $3871,70 \pm 0,11$ МэВ/ c^2 , взятое из анализа инклюзивных распадов $\chi_{c1}(3872)$ -мезона. Энергия связи вычислена с точностью лучше среднемировой. Доминирующий вклад в погрешность величины δE теперь определяется точностью измерения массы заряженных и нейтральных каонов.

Впервые в мире была измерена ширина $\chi_{c1}(3872)$ -состояния:

$$\Gamma_{\chi_{c1}(3872)} = 0,96^{+0,19}_{-0,18} \pm 0,21 \text{ МэВ},$$

где первая погрешность является статистической, а вторая – систематической. Полученная величина отличается от нуля на 5,5 стандартных отклонений. Результат также хорошо согласуется со значением, полученным в эксперименте LHCb по изучению инклюзивных распадов $\chi_{c1}(3872)$ -мезона. Сравнение результатов измерений эксперимента LHCb с другими экспериментами представлено на рисунке 37.

LHCb $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ [135]

LHCb $b \rightarrow \chi_{c1}(3872)X$

$m_{D^0} + m_{\bar{D}^{*0}}$

PDG 2018 [40]

CDF $p\bar{p} \rightarrow \chi_{c1}(3872)X$ [50]

Belle $B \rightarrow \chi_{c1}(3872)K$ [54]

LHCb $pp \rightarrow \chi_{c1}(3872)X$ [56]

BESIII $e^+e^- \rightarrow \chi_{c1}(3872)\gamma$ [59]

BaBar $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ [49]

BaBar $B^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^0$ [49]

BaBar $B \rightarrow (\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi\omega) K$ [53]

D0 $p\bar{p} \rightarrow \chi_{c1}(3872)X$ [42]

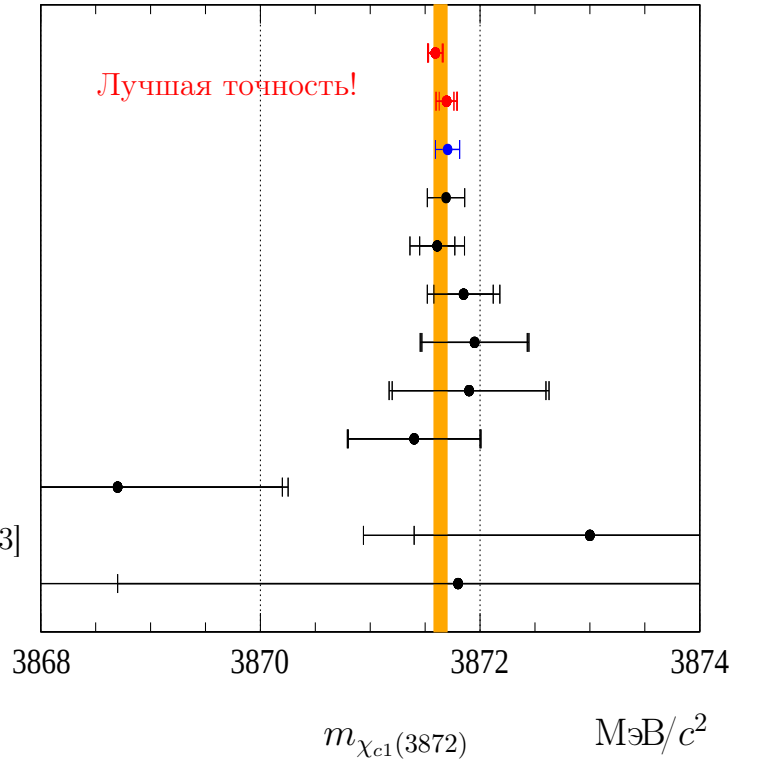


Рисунок 36 — Сравнение результатов измерений массы $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в этом анализе (верхняя красная точка) с результатом измерения массы $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в инклюзивных распадах (нижняя красная точка) и суммой масс $D^0\bar{D}^{*0}$ -мезонов (синяя точка). Черные точки представляют результаты измерений в других экспериментах. Желтая линия иллюстрирует новое среднемировое значение. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя соответствует квадратичной сумме всех компонентов неопределенности

Верхний предел, установленный на параметр ширины $\psi_2(3823)$ -мезона на 90% (95%) уровне достоверности, составил:

$$\Gamma_{\psi_2(3823)} < 5,2 (6,6) \text{ МэВ}.$$

Значение верхнего предела, ранее полученное экспериментом BESIII, соответствует соотношению $\Gamma_{\psi_2(3823)} < 16 \text{ МэВ}$ на 90% уровне достоверности [40].

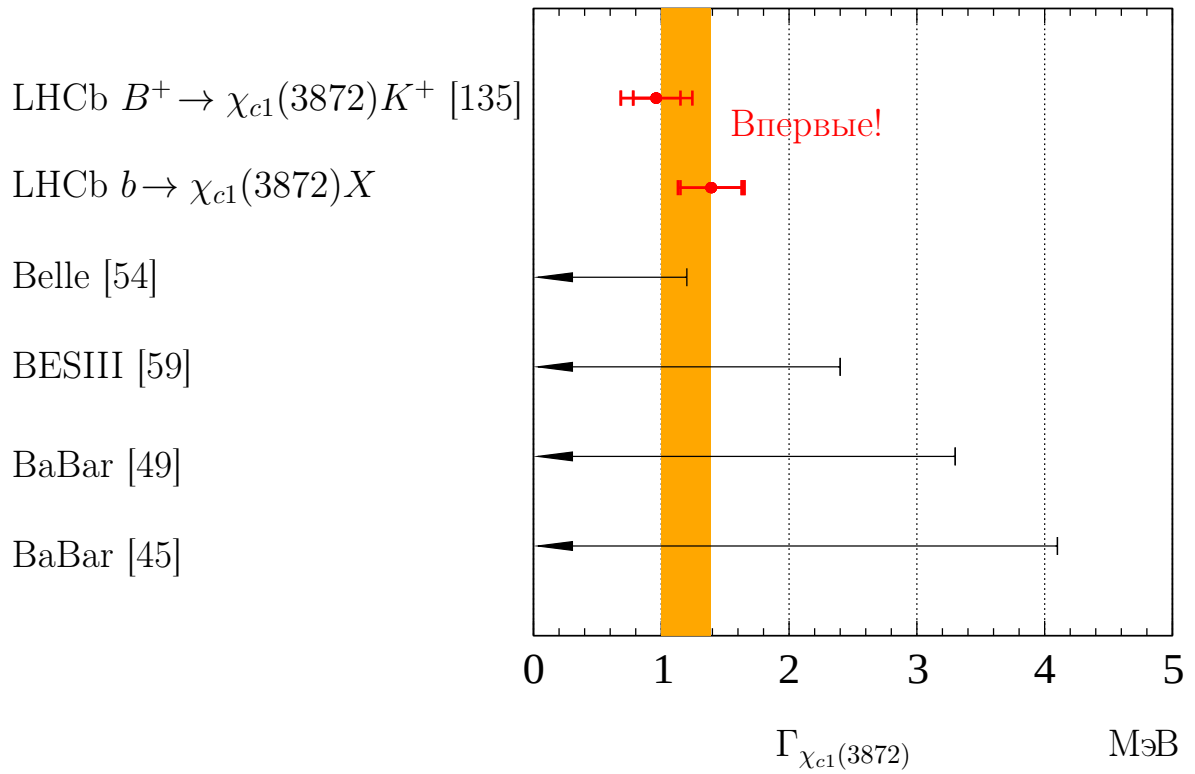


Рисунок 37 — Сравнение результатов измерений ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в эксперименте LHCb (красные точки) и верхних пределов на 90% уровне достоверности, установленных другими экспериментами. Желтая линия иллюстрирует средневзвешенное значение двух величин. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя — квадратичной суммой статистической и систематической неопределенности

Заключение

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

- разработан метод восстановления распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$;
- впервые обнаружен распад Λ_b^0 -бариона в конечное состояние, содержащее $\chi_{c1}(3872)$ -резонанс. Измерены значение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и отношение парциальной ширины распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ к парциальной ширине нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Результаты сравнимы с аналогичными измерениями в системах заряженных и нейтральных B -мезонов;
- разработан метод восстановления распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ и нормировочных каналов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$;
- впервые обнаружен распад $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ с последующим распадом $\psi_2(3823) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Измерены значение парциальной ширины распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ и отношения парциальной ширины распада $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ к парциальным ширинам нормировочных каналов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$;
- с точностью лучше среднемировой измерено отношение парциальных ширин распадов $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$;
- впервые в мире измерена ширина $\chi_{c1}(3872)$ -состояния;
- с точностью лучше среднемировой установлен верхний предел на ширину $\psi_2(3823)$ -мезона;

- с точностью лучше среднемировой измерены массы $\chi_{c1}(3872)$ - и $\psi_2(3823)$ -состояний;
- разработано программное обеспечение для улучшения калибровки адронного калориметра эксперимента LHCb.

Благодарности

Я искренне хочу поблагодарить коллег и друзей, без поддержки и помощи которых выполнение этой работы было бы не возможным.

В первую очередь хочется выразить глубокую признательность своему научному руководителю, Егорычеву Виктору Юрьевичу, за постановку интересной задачи, за систематичность встреч и точность замечаний в процессе обсуждения результатов. Значимость его заботы и постоянного внимания к моей работе невозможно переоценить.

Эта работа не была бы выполнена без советов, обсуждений и терпеливых объяснений со стороны Беляева Ивана Михайловича.

Я очень признателен своим коллегам из группы ИТЭФ и ИФВЭ в эксперименте ЛНСб Дмитрию Голубкову, Дарье Савриной, Юрию Гузу, Татьяне Овсянниковой и Вячеславу Матюнину за многочисленные полезные обсуждения и советы, а также за создание дружеской и теплой атмосферы во время совместной работы.

Отдельно хочу поблагодарить доцента кафедры НИЯУ МИФИ «Физика элементарных частиц», — Канцерову Вадима Абдурахмановича, сыгравшего важную роль на начальном этапе моей научной деятельности, за постоянную поддержку и жизненные советы.

И, безусловно, я бесконечно благодарен своим родителям и родственникам за непрерывную веру в мой успех, понимание и заботу.

Список рисунков

1	Схематический вид ускорительного комплекса БАК	16
2	Результат моделирования углового распределения b - и $\bar{b}$ -кварков, рождаемых в эксперименте LHCb (математическое моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета RUTHIA [10]) при номинальной энергии комплекса БАК (а). Аксептанс детектора LHCb в плоскости псевдобыстрот (η) в сравнении с детекторами ATLAS и CMS (б)	18
3	Схематическое изображение детектора LHCb	19
4	Схематическое изображение реконструкции треков в эксперименте LHCb	20
5	Схематическое изображение детектора VELO в плоскости xz (а). Схематический вид модуля детектора VELO в стандартном режиме работы (б) и при нестабильном пучке (в) (вид по направлению оси z)	22
6	Напряженность магнитного поля по оси y в зависимости от положения по оси z	23
7	Схематическое изображение слоев трекера TT (а). Схематический вид расположения трековых станций TT относительно станций T1 – T3, разделенных на внутренний (IT) и внешний (OT) трекары (б)	25
8	Схематическое изображение детекторов RICH1 (а) и RICH2 (б)	27
9	Поперечная сегментация детекторов SPD, PS, калориметра ECAL (а) и калориметра HCAL (б)	29
10	Схематический вид внутреннего модуля калориметра ECAL (а) и детектирующих ячеек калориметра HCAL (б)	30
11	Схематическое изображение калориметра HCAL. Сверху показан один из модулей	32
12	Принципиальная схема работы калибровочной системы для одной половины калориметра HCAL (а). Фотография контейнера для источника (б)	33

13	Типичное распределение отклика сцинтиллятора при прохождении источника через слои калориметрической ячейки (а) и более детальный вид отклика для одного слоя (б), где каждый пик соответствует сигналу в отдельной сцинтилляционной пластине. Красным цветом изображена подгонка распределения (уравнение 1)	34
14	Главное меню программы на примере двумерного распределения усредненных анодных токов ФЭУ по 6-ти слоям калориметрических ячеек	35
15	Графики старения относительного световыхода сцинтиллятора для первых 5-ти слоев (среднее значение для 44-х центральных ячеек) как функции интегральной светимости	36
16	Схематическое изображение мюонных детекторов. Вид сбоку (а) и вид спереди (б)	38
17	Блок-схемы, иллюстрирующие многоуровневую триггерную систему эксперимента ЛНСб и принцип работы системы в периоды 2011 – 2012 гг. (а) и 2015 – 2018 гг. (б)	40
18	Проекции двумерных распределений по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$ (а, в) и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (б, г) комбинаций в распадах $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ (сверху) и $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$ (снизу) . . .	50
19	Гистограмма с количеством сигнальных событий, полученных из аппроксимации псевдоэкспериментов (а). График разностей логарифмов функций правдоподобий для сигнала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$ из базовой двумерной подгонки экспериментальных данных (б)	51
20	Распределение по инвариантной массе m_{pK^-} в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872) p K^-$, полученное с помощью техники вычитания контрольных интервалов [87] совместно с результатом подгонки в интервале $1,43 \leq m_{pK^-} < 1,75 \text{ ГэВ}/c^2$	53
21	Распределения по кинематике Λ_b^0 -кандидатов в канале распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Представлено сравнение данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов и математического моделирования. Показаны распределения по переменной $p_T(\Lambda_b^0)$ (сверху) и $y(\Lambda_b^0)$ (снизу) отдельно для данных 2011 – 2012 гг. (а, в) и 2015 – 2016 гг. (б, г)	55

22	Распределения по переменным m_{pK^-} (а) и $\cos(\theta_{pK^-})$ (б) в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Представлено сравнение данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов и математического моделирования	56
23	Сравнение распределений по инвариантной массе двух пионов $m_{\pi^+\pi^-}$ для данных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ [62] и математического моделирования распадов $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0(770)$ (а). Сравнение минимального поперечного импульса двух пионов в математическом моделировании распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ (б)	57
24	Сравнение относительной вероятности распада, измеренной в этом анализе (красная точка) с аналогичными измерениями в распадах нейтральных и заряженных B -мезонов. Символ $X_{c\bar{c}}$ обозначает $\chi_{c1}(3872)$ - или $\psi(2S)$ -мезон	67
25	Схема уровней чармония. Красным цветом отмечены компоненты D-волнового чармониевого триплета	69
26	Распределения по инвариантной массе $J/\psi \pi^+\pi^+K^-$ и $J/\psi \pi^+\pi^+$ комбинаций из фоновой образца данных (а) и истинные распады $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$, полученные из математического моделирования МК (б). Красные линии иллюстрируют область ± 3 стандартных отклонения вокруг известных масс B^+ - и $\psi_2(3823)$ -мезонов	73
27	Распределение по инвариантной массе $J/\psi \pi^+\pi^-K^+$ комбинации для отобранных B^+ -кандидатов	74
28	Проекция двумерных распределений по инвариантной массе $J/\psi \pi^+\pi^-K^+$ (а, в, д) и $J/\psi \pi^+\pi^-$ (б, г, е) комбинаций в распадах $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ (сверху), $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ (по центру) и $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ (снизу)	77
29	Графики разностей логарифмов функций правдоподобия $-\Delta \ln \mathcal{L}$ для ширин $\chi_{c1}(3872)$ - (а) и $\psi_2(3823)$ -состояний (б), полученные из базовой аппроксимации экспериментальных данных	78

- 30 Гистограмма с количеством сигнальных событий, полученных из аппроксимации псевдоэкспериментов (а). Красная линия демонстрирует число сигнальных событий, полученных из аппроксимации экспериментальных данных (см. таблицу 13). График разностей логарифмов функций правдоподобий $-\Delta \ln \mathcal{L}$ для сигнала $B^+ \rightarrow \psi_2(3823)K^+$ из базовой подгонки экспериментальных данных (б) 79
- 31 Распределения по кинематике B^+ -кандидатов в канале распада $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. Представлено сравнение данных, полученных с помощью техники вычитания контрольных интервалов и математического моделирования. Показаны распределения по переменной $p_T(B^+)$ (сверху) и $y(B^+)$ (снизу) отдельно для данных 2011 – 2012 гг. (а, в) и 2015 – 2018 гг. (б, г) 81
- 32 Распределение по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^-$ комбинации в области $\chi_{c1}(3872)$ мезона, полученное методом вычитания контрольных интервалов [87] с наложенной функцией подгонки в случае когерентной ($b_i^2(m) \equiv 0$) (а) и некогерентной ($b_c(m) \equiv 0$) (б) параметризации фона 94
- 33 Интерференционная фаза δ_0 для разных уровней некогерентного фона (а). Разница в значении параметров массы и ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния между основной подгонкой и в случае разных уровней некогерентного фона (б) 94
- 34 Сравнение произведения парциальных ширин распадов $\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+} \times \mathcal{B}_{\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}$, измеренного в этом анализе (красная точка) с аналогичными измерениями в других экспериментах. Желтая линия иллюстрирует новое среднемировое значение. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя соответствует квадратичной сумме всех компонент неопределенности 96
- 35 Сравнение результатов измерений массы $\psi_2(3823)$ -состояния в этом анализе (красная точка) с результатами в других экспериментах. Желтая линия иллюстрирует новое среднемировое значение. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя соответствует квадратичной сумме всех компонентов неопределенности 98

- 36 Сравнение результатов измерений массы $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в этом анализе (верхняя красная точка) с результатом измерения массы $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в инклюзивных распадах (нижняя красная точка) и суммой масс $D^0\bar{D}^{*0}$ -мезонов (синяя точка). Черные точки представляют результаты измерений в других экспериментах. Желтая линия иллюстрирует новое среднемировое значение. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя соответствует квадратичной сумме всех компонентов неопределенности 99
- 37 Сравнение результатов измерений ширины $\chi_{c1}(3872)$ -состояния в эксперименте LHCb (красные точки) и верхних пределов на 90% уровне достоверности, установленных другими экспериментами. Желтая линия иллюстрирует средневзвешенное значение двух величин. Внутренняя погрешность на экспериментальных точках является статистической, а внешняя – квадратичной суммой статистической и систематической неопределенности 100

Список таблиц

1	Основные параметры детекторов калориметрической системы, где E^{max} – верхний предел энерговыделения (в ГэВ), θ – угол между направлением импульса частицы и осью пучка	31
2	Предварительные критерии отбора для распадов Λ_b^0 -бариона	45
3	Параметры сигналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, полученные из аппроксимации двумерных распределений физических данных, где N – число сигнальных событий, m – масса и σ – разрешение по инвариантной массе. Указаны только статистические погрешности	49
4	Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$). Показаны только статистические погрешности .	56
5	Эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$). Показаны только статистические погрешности	57
6	Эффективности идентификации адронов (ϵ^{hID}). Показаны только статистические погрешности	58
7	Эффективности отбора триггерной системой (ϵ^{trig}). Показаны только статистические погрешности	59
8	Эффективности классификатора BDT (ϵ^{BDT}). Показаны только статистические погрешности	60
9	Общий эффект от поправок к эффективности восстановления треков (f_{corr}^{tr}). Показаны только статистические погрешности	61
10	Значения полных эффективностей (ϵ^{tot}), оцененные для каждого года, и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности	62
11	Относительные систематические погрешности (в %) измерения отношения парциальных ширин	65
12	Предварительные критерии отбора для распадов B^+ -мезона	71

13	Параметры, оцененные из результатов одновременной двумерной подгонки физических данных, где N – число сигнальных событий, $\delta m_{X_{c\bar{c}}}$ – разности масс $X_{c\bar{c}}$ -мезонов, $\Gamma_{X_{c\bar{c}}}$ – ширина $X_{c\bar{c}}$ -состояний, m_{B^+} – общий параметр положения сигнала B^+ -мезона, f_{B^+} и $f_{X_{c\bar{c}}}$ – поправочные коэффициенты для разрешений по инвариантной массе B^+ - и $X_{c\bar{c}}$ -мезонов. Указаны только статистические погрешности	76
14	Эффективности генератора и геометрического аксептанса детектора ($\epsilon^{gen\&acc}$). Показаны только статистические погрешности .	82
15	Эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$). Показаны только статистические погрешности	83
16	Эффективности идентификации адронов с учетом поправок к эффективности восстановления треков ($\epsilon^{hID\&tr}$). Показаны только статистические погрешности	84
17	Эффективности отбора триггерной системой (ϵ^{trig}). Показаны только статистические погрешности	85
18	Эффективности классификатора BDT (ϵ^{BDT}). Показаны только статистические погрешности	86
19	Значения полных эффективностей (ϵ^{tot}), оцененные для каждого года, и средневзвешенные значения по всем годам. Показаны только статистические погрешности	87
20	Относительные систематические погрешности (в %) измерений отношения парциальных ширин.	89
21	Систематические погрешности (в МэВ/ c^2) для измерений разностей масс $X_{c\bar{c}}$ -состояний	93

Список литературы

- [1] Д. И. Казаков Усп. физ. наук **189** (2019) 387.
- [2] ATLAS collaboration G. Aad *et al.* Phys. Lett. **B716** (2012) 1.
- [3] CMS collaboration S. Chatrchyan *et al.* Phys. Lett. **B716** (2012) 30.
- [4] L. Evans, P. Bryant JINST **3** (2008) S08001.
- [5] ATLAS collaboration G. Aad *et al.* JINST **3** (2008) S08003.
- [6] CMS collaboration S. Chatrchyan *et al.* JINST **3** (2008) S08004.
- [7] ALICE collaboration K. Aamodt *et al.* JINST **3** (2008) S08002.
- [8] LHCb collaboration A. A. Alves Jr. *et al.* JINST **3** (2008) S08005.
- [9] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Int. J. Mod. Phys. **A30** (2015) 1530022.
- [10] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852.
- [11] LHCb collaboration P. R. Barbosa Marinho *et al.* CERN-LHCC-2001-011.
- [12] LHCb collaboration A. Franca Barbosa *et al.* CERN-LHCC-2002-029.
- [13] LHCb collaboration P. R. Barbosa Marinho *et al.* CERN-LHCC-2001-024.
- [14] LHCb collaboration S. Amato *et al.* CERN-LHCC-2000-037.
- [15] LHCb collaboration S. Amato *et al.* CERN-LHCC-2000-036.
- [16] LHCb collaboration P. R. Barbosa Marinho *et al.* CERN-LHCC-2001-010.
- [17] R. Aaij *et al.* JINST **8** (2013) P04022.
- [18] LHCb collaboration S. Amato *et al.* CERN-LHCC-2000-007.
- [19] R. Aaij *et al.* JINST **9** (2014) P09007.
- [20] P. A. Čerenkov Phys. Rev. **52** (1937) 378.
- [21] A. Powell *et al.* PoS **ICHEP2010** (2010) 020.

- [22] S. Filippov *et al.* LHCb-2000-042.
- [23] D. Yu. Pereima *et al.* Bull. Lebedev Phys. Inst. **43** (2016) 295.
- [24] I. Machikhiliyan J. Phys. Conf. Ser. **160** (2009) 012047.
- [25] Yu. Guz J. Phys. Conf. Ser. **160** (2009) 012054.
- [26] J. D. Cockcroft, E. T. S. Walton Proc. Roy. Soc. **A129** (1930) 477.
- [27] Д. Ю. Перейма и др. Ядерная физика и инжиниринг **8** (2017) 249.
- [28] D. Pereima JINST **12** (2017) C06016.
- [29] Д. Ю. Перейма Ядерная физика и инжиниринг **9** (2018) 493.
- [30] D. Yu. Pereima *et al.* J. Phys. Conf. Ser. **798** (2017) 012174.
- [31] LHCb collaboration R. Antunes Nobrega *et al.* CERN-LHCC-2005-019.
- [32] M. Cattaneo, P. Charpentier, P. Clarke, S. Roiser J. Phys. Conf. Ser. **513** (2014) 032017.
- [33] I. Belyaev *et al.* J. Phys. Conf. Ser. **331** (2011) 032047.
- [34] D. J. Lange Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152.
- [35] P. Golonka, Z. Was Eur. Phys. J. **C45** (2006) 97.
- [36] GEANT4 collaboration S. Agostinelli *et al.* Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [37] GEANT4 collaboration J. Allison *et al.* IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** (2006) 270.
- [38] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* The BOOLE project web page.
- [39] Belle collaboration S.-K. Choi *et al.* Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 262001.
- [40] Particle Data Group M. Tanabashi *et al.* Phys. Rev. **D98** (2018) 030001 and 2019 update.
- [41] CDF collaboration D. Acosta *et al.* Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 072001.
- [42] D0 collaboration V. M. Abazov *et al.* Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 162002.

- [43] BaBar collaboration B. Aubert *et al.* Phys. Rev. **D71** (2005) 071103.
- [44] CDF collaboration A. Abulencia *et al.* Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 102002.
- [45] BaBar collaboration B. Aubert *et al.* Phys. Rev. **D73** (2006) 011101(R).
- [46] BaBar collaboration B. Aubert *et al.* Phys. Rev. **D74** (2006) 071101(R).
- [47] CDF collaboration A. Abulencia *et al.* Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 132002.
- [48] BaBar collaboration B. Aubert *et al.* Phys. Rev. **D76** (2007) 071102(R).
- [49] BaBar collaboration B. Aubert *et al.* Phys. Rev. **D77** (2008) 111101(R).
- [50] CDF collaboration T. Aaltonen *et al.* Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 152001.
- [51] BaBar collaboration B. Aubert *et al.* Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 132001.
- [52] Belle collaboration T. Aushev *et al.* Phys. Rev. **D81** (2010) 031103(R).
- [53] BaBar collaboration P. del Amo Sanchez *et al.* Phys. Rev. **D82** (2010) 011101(R).
- [54] Belle collaboration S.-K. Choi *et al.* Phys. Rev. **D84** (2011) 052004.
- [55] Belle collaboration V. Bhardwaj *et al.* Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 091803.
- [56] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Eur. Phys. J. **C72** (2012) 1972.
- [57] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 222001.
- [58] CMS collaboration S. Chatrchyan *et al.* JHEP **04** (2013) 154.
- [59] BESIII collaboration M. Ablikim *et al.* Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 092001.
- [60] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Nucl. Phys. **B886** (2014) 665.
- [61] Belle collaboration A. Bala *et al.* Phys. Rev. **D91** (2015) 051101(R).
- [62] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D92** (2015) 011102(R).
- [63] ATLAS collaboration M. Aaboud *et al.* JHEP **01** (2017) 117.
- [64] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Lett. **B769** (2017) 305.

- [65] Belle collaboration P.-C. Chou *et al.* Phys. Rev. **D100** (2019) 012002.
- [66] Belle collaboration V. Bhardwaj *et al.* Phys. Rev. **D99** (2019) 111101(R).
- [67] N. N. Achasov, E. V. Rogozina Mod. Phys. Lett. **A30** (2015) 1550181.
- [68] N. A. Törnqvist Phys. Lett. **B590** (2004) 209.
- [69] E. S. Swanson Phys. Lett. **B588** (2004) 189.
- [70] C.-Y. Wong Phys. Rev. **C69** (2004) 055202.
- [71] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa, V. Riquer Phys. Rev. **D71** (2005) 014028.
- [72] B. A. Li Phys. Lett. **B605** (2005) 306.
- [73] K. K. Seth Phys. Lett. **B612** (2005) 1.
- [74] R. D. Matheus, F. S. Navarra, M. Nielsen, C. M. Zanetti Phys. Rev. **D80** (2009) 056002.
- [75] W. Chen *et al.* Phys. Rev. **D88** (2013) 045027.
- [76] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **05** (2016) 132.
- [77] L. Breiman, J. H. Friedman, R. A. Olshen, C. J. Stone *Classification and regression trees*. Wadsworth international group California, Belmont 1984.
- [78] W. D. Hulsbergen Nucl. Instrum. Meth. **A552** (2005) 566.
- [79] S. Geisser *Predictive inference: an introduction*. Monographs on statistics and applied probability. Chapman & Hall, New York 1993.
- [80] M. Adinolfi *et al.* Eur. Phys. J. **C73** (2013) 2431.
- [81] R. Aaij *et al.* EPJ Tech. Instrum. **6** (2019) 1.
- [82] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JINST **10** (2015) P02007.
- [83] G. Punzi eConf **C030908** (2003) MODT002.
- [84] E. Byckling, K. Kajantie *Particle kinematics*. John Wiley & Sons Inc., New York 1973.

- [85] T. Skwarnicki *A study of the radiative cascade transitions between the Υ -prime and Υ resonances*. PhD thesis Institute of Nuclear Physics, Krakow 1986 DESY-F31-86-02.
- [86] D. Pereima EPJ Web Conf. **222** (2019) 02010.
- [87] M. Pivk, F. R. Le Diberder Nucl. Instrum. Meth. **A555** (2005) 356.
- [88] C. Jones Talk at the PID meeting.
- [89] J. van Tilburg LHCb tracking twiki page 2012.
- [90] J. van Tilburg LHCb tracking twiki page 2015.
- [91] J. van Tilburg LHCb tracking twiki page 2016.
- [92] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1645.
- [93] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **06** (2013) 064.
- [94] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **10** (2015) 172 [Erratum *ibid.* **05** (2017) 063].
- [95] D. Martínez Santos, F. Dupertuis Nucl. Instrum. Meth. **A764** (2014) 150.
- [96] BaBar collaboration J. P. Lees *et al.* Phys. Rev. **D84** (2011) 112007 [Erratum *ibid.* **87** (2013) 039901].
- [97] S. Jackman *Bayesian analysis for the social sciences*. John Wiley & Sons Inc., New Jersey, Hoboken 2009.
- [98] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **08** (2018) 131.
- [99] LHCb collaboration R. Aaij, ... , D. Pereima *et al.* JHEP **09** (2019) 028.
- [100] Belle collaboration S.-K. Choi *et al.* Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 142001.
- [101] Belle collaboration R. Mizuk *et al.* Phys. Rev. **D78** (2008) 072004.
- [102] Belle collaboration R. Mizuk *et al.* Phys. Rev. **D80** (2009) 031104(R).
- [103] Belle collaboration K. Chilikin *et al.* Phys. Rev. **D88** (2013) 074026.
- [104] Belle collaboration K. Chilikin *et al.* Phys. Rev. **D90** (2014) 112009.

- [105] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 222002.
- [106] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D92** (2015) 112009.
- [107] BESIII collaboration M. Ablikim *et al.* Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 072001.
- [108] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Eur. Phys. J. **C78** (2018) 1019.
- [109] S. L. Olsen, T. Skwarnicki, D. Zieminska Rev. Mod. Phys. **90** (2018) 015003.
- [110] N. Brambilla *et al.* Phys. Rep. **873** (2020) 1.
- [111] Y.-R. Liu, H.-X. Chen, W. Chen, X. Liu, S.-L. Zhu Prog. Part. Nucl. Phys. **107** (2019) 237.
- [112] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **07** (2019) 035.
- [113] S. Piemonte, S. Collins, D. Mohler, M. Padmanath, S. Prelovsek Phys. Rev. **D100** (2019) 074505.
- [114] G.-L. Yu, Z.-G. Wang Int. J. Mod. Phys. **A34** (2019) 1950151.
- [115] E705 collaboration L. Antoniazzi *et al.* Phys. Rev. **D50** (1994) 4258.
- [116] Belle collaboration V. Bhardwaj *et al.* Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 032001.
- [117] BESIII collaboration M. Ablikim *et al.* Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 011803.
- [118] B. Wang *et al.* Front. Phys. **11** (2016) 111402.
- [119] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Eur. Phys. J. **C72** (2012) 2118.
- [120] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 182001.
- [121] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **06** (2013) 065.
- [122] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 232001.
- [123] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D87** (2013) 112012 [Erratum *ibid.* **89** (2014) 019901(E)].
- [124] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 202001.
- [125] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 032001.

- [126] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 242002.
- [127] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. **D93** (2016) 092007.
- [128] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 062001.
- [129] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **122** (2019) 232001.
- [130] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **123** (2019) 152001.
- [131] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **02** (2020) 049.
- [132] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* Phys. Rev. Lett. **124** (2020) 082002.
- [133] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **06** (2020) 136.
- [134] LHCb collaboration R. Aaij *et al.* JHEP **07** (2020) 123.
- [135] LHCb collaboration R. Aaij, ... , D. Pereima *et al.* JHEP **08** (2020) 123.