



NATIONAL RESEARCH CENTRE
«KURCHATOV INSTITUTE»
INSTITUTE FOR THEORETICAL
AND EXPERIMENTAL PHYSICS

Polyakov Ivan Olegovich

Study of B meson decays into excited
charmonium states at the LHCb experiment

Speciality 01.04.23 - high energy physics

PhD Thesis

Supervisor:
Dr. Victor Egorychev





НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Поляков Иван Олегович

**Изучение распадов B -мезонов в возбужденные
состояния чармония в эксперименте LHCb**

Специальность 01.04.23 - физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

МОСКВА, 2015

Оглавление

Введение	4
1 Эксперимент ЛНСб	12
1.1 Большой адронный коллайдер	12
1.2 Условия набора данных	13
1.3 Детектор ЛНСб	14
1.4 Трековая система	16
1.4.1 Вершинный детектор	16
1.4.2 Трековые станции	18
1.5 Система детекторов колец Черенковского излучения	19
1.6 Калориметрическая система	22
1.7 Мюонная система	25
1.8 Математическое моделирование данных	26
1.9 Восстановление событий	27
1.9.1 Реконструкция треков	27
1.9.2 Реконструкция первичных вершин	28
1.9.3 Идентификация фотонов	28
1.9.4 Идентификация заряженных частиц	29
1.10 Триггерная система	29
2 Изучение распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$	32
2.1 Отбор сигнальных событий	36
2.2 Распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$	40
2.2.1 Промежуточные резонансы	41
2.2.2 Сравнение результатов полученных с χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениями	47
2.3 Распад $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	51
2.3.1 Промежуточные резонансы	52

2.4	Распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$	53
2.4.1	Промежуточные резонансы	55
2.4.2	Сравнение результатов полученных с χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениями	58
2.5	Распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	59
2.5.1	Промежуточные резонансы	59
2.6	Отношения чисел сигнальных событий	60
2.7	Определение эффективностей восстановления распадов	61
2.7.1	Эффективности восстановления распадов B^0 -мезона	62
2.7.2	Эффективности восстановления распадов B_s^0 -мезона	63
2.8	Определение систематических погрешностей	64
2.8.1	Систематические погрешности в B^0 -канале	65
2.8.2	Систематические погрешности в B_s^0 -канале	70
2.9	Результат измерения отношений парциальных ширин	74
3	Изучение распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$	76
3.1	Отбор сигнальных событий	78
3.2	Мода распада $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$	81
3.3	Мода распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$	90
3.4	Определение эффективностей восстановления распадов	97
3.5	Определение систематических погрешностей	99
3.6	Результат измерения отношения парциальных ширин	104
	Заключение	107
	Благодарности	109
	Литература	110

Введение

Программа поиска бозона Хиггса была с самого начала одной из главных на Большом адронном коллайдере (БАК) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, г. Женева). Экспериментальное подтверждение его существования [1, 2] является триумфом Стандартной модели (СМ). Однако, несмотря на поразительные успехи СМ в описании экспериментальных данных, ее нельзя считать окончательной [3]. Поэтому поиск физики вне СМ и точная проверка ее предсказаний являются главными направлениями исследований на Большом адронном коллайдере. Наиболее важная часть научной программы ускорителя БАК представлена четырьмя экспериментами: CMS, ATLAS, ALICE и LHCb. Программы двух крупнейших экспериментов CMS и ATLAS содержат целый ряд направлений исследований: изучение свойств бозона Хиггса, поиск «новой физики» вне рамок СМ (в частности, поиск суперсимметричных частиц), изучение физики t -кварков и др. Основной целью эксперимента ALICE является изучение ион-ионных столкновений.

Эксперимент LHCb посвящен изучению свойств частиц, содержащих c - и b -кварки. Ожидается, что в их распадах могут присутствовать эффекты «новой физики», как, например, вклад суперсимметричных частиц. Подобные эффекты могут приводить к существенным отклонениям от предсказаний СМ для параметров нарушения CP -симметрии или величин парциальных ширин редких распадов. Преимуществом эксперимента LHCb по сравнению с другими экспериментами является большое сечение рождения c - и b -кварков и возможность рождения всех возможных состояний, содержащих b -кварк (B^{+-} , B^0 -, B_s^0 - и B_c^+ -мезонов, а также различных барионов, содержащих прелестный кварк).

Важную роль в изучении механизма нарушения CP -симметрии и наблюдении осцилляций в системе нейтральных B -мезонов играют распады в двухчастичные состояния, содержащие чармониевый резонанс, как, например, $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ [4]. Для улучшения точности измерений в данных

исследованиях необходимо получение большого количества сигнальных событий, в том числе за счет проведения подобных измерений с использованием других каналов распадов. Другой важной задачей является детальное изучение влияния сильных взаимодействий в данных распадах.

Помимо этого, распады B -мезонов представляют собой чувствительный аппарат для изучения свойств чармония. Начиная с 2003 года в распадах B -мезонов было обнаружено множество чармониеподобных состояний, не описывающихся в рамках традиционной модели чармония [5], как, например, $X(3872)$, $X(4140)$, $Z^+(4430)$ и $Z_{1,2}^+$. Физическая программа эксперимента LHCb включает в себя проверку наблюдений этих состояний, определение их свойств, а также поиск новых экзотических состояний в распадах частиц, содержащих b -кварк.

Данная диссертация посвящена как исследованию процесса образования чармония в распадах B -мезонов, так и изучению свойств экзотических состояний чармония.

Общая характеристика работы

Диссертация включает два связанных между собой анализа, выполненных с использованием данных эксперимента LHCb, набранных в протон-протонных столкновениях при энергиях 7 и 8 ТэВ в системе центра масс и соответствующих интегральным светимостям 1 и 2 фб⁻¹, соответственно. Результатом первого анализа стало измерение отношений парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$, $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, а именно:

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}, \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})} \text{ и } \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}.$$

Исследуемые распады восстанавливались с использованием мод $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Результатом второго анализа стало обнаружение свидетельства распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$ и измерение его парциальной ширины по отношению к парциальной ширине распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$. Состояния $X(3872)$ восстанавливались в распадах $B^+ \rightarrow X(3872) K^+$. Исследуемые распады восстанавливались с использованием мод распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Актуальность темы диссертации

Распады B -мезонов в двухчастичные состояния, содержащие чармниевый резонанс, играют важную роль в изучении нарушения CP -симметрии и наблюдении осцилляций в системе нейтральных B -мезонов [4]. Эти распады также представляют собой чувствительный аппарат для изучения сильных и электро-слабых взаимодействий.

Наиболее распространенным методом описания распадов B -мезонов в состояния, содержащие чармоний, является подход факторизации [6]. Однако, как показали экспериментальные исследования содружеств Belle [7] и BaBar [8, 9, 10, 11, 12], парциальные ширины распадов вида $B \rightarrow \chi_{c0} K$ существенно превосходят значения, предсказываемые теоретически в рамках данного подхода [13]. Таким образом, нефакторизуемые процессы могут давать значимый вклад в амплитуды распадов B -мезонов в состояния, содержащие чармоний. В свою очередь, несмотря на то, что парциальная ширина распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ превышает теоретически ожидаемые значения, вклад нефакторизуемых процессов в распадах вида $B \rightarrow \chi_{c2} K$ достоверно не установлен [14]. Теоретические предсказания для парциальной ширины распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ имеют наименьшие неопределенности при вычислении относительно парциальной ширины распада $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$. Поэтому одновременное измерение парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ может предоставить значимую информацию для понимания механизма рождения χ_c -резонансов в распадах B -мезонов. Распады $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$ ранее не наблюдались, и их обнаружение представляет особый интерес ввиду перспектив изучения нарушения CP -симметрии.

Распады B -мезонов, содержащие чармниевый резонанс в конечном состоянии, играют основную роль в исследовании экзотического чармония. Так, в распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ в 2003 году сотрудничеством Belle было открыто первое экзотическое состояние — $X(3872)$ [15]. На настоящий момент обнаружено несколько разных мод распада состояния $X(3872)$, а также установлен ряд его свойств. Однако, несмотря на большое количество экспериментальных данных, природа состояния $X(3872)$ (как и других экзотических состояний) до сих пор неясна [16, 17]. Помимо традиционного чармониевого $\chi_{c1}(2P)$ -резонанса, в качестве интерпретаций состояния $X(3872)$ предлагаются $D\bar{D}^*$ -молекула [18, 19, 20, 21], тетракварки [22], гибридные состояния [23], а также

смесь чармония и $D\bar{D}^*$ -молекулы [24].

Важная информация о природе состояния $X(3872)$ может быть получена из исследований его радиационных распадов. Теоретические предсказания отношения парциальных ширин $R_{\psi\gamma} = \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$ варьируются от 3×10^{-3} [25, 26] до 15 [27] и сильно зависят от выбранной модели состояния $X(3872)$. Произведенные ранее измерения отношения $R_{\psi\gamma}$ в экспериментах BaBar [28] и Belle [29] находятся в противоречии друг с другом, поэтому необходимо провести дополнительное измерение данной величины.

Цели и задачи исследования

Работа посвящена экспериментальной проверке СМ и поиску новых распадов $B_{(s)}^0$ -мезонов. В задачи исследования входила разработка метода обработки данных, набранных экспериментом ЛНСб в первом сеансе 2010 – 2012 г.г., поиск распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$, $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, и распадов $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ в канале $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$.

В работе представлено экспериментальное измерение образования возбужденного состояния чармония в распадах B -мезонов. В ходе исследования был разработан экспериментальный метод и проведен анализ данных для измерения отношения парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ относительно распадов $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, измерения отношения парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0}$, а также измерения отношения парциальных ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$.

Научная новизна

Впервые обнаружен распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, и измерена его парциальная ширина относительно распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Измерены отношения парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$, $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}$ и $\frac{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)}$ с точностью лучше среднемировой.

Практическая полезность

Представленная диссертационная работа выполнена в рамках участия ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ в международном эксперименте ЛНСб. Тематика работы

соответствует программе эксперимента LHCb, а именно направлению, включающему исследование распадов B -мезонов в конечные состояния, содержащие чармониевый резонанс. Результаты исследования приведены в Таблице свойств элементарных частиц в редакции 2014 года [30].

Автор защищает

1. Метод восстановления распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и нормировочного канала $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ в условиях эксперимента LHCb. Метод разделения мод распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ на основе инвариантной массы B -кандидата.
2. Измерение отношений парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$ и $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}$.
3. Метод восстановления распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и нормировочного канала $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ в условиях эксперимента LHCb.
4. Первое обнаружение распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и измерение отношения парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}$.
5. Метод восстановления распадов $B^+ \rightarrow X(3872) K^+$ с последующими распадами $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$ в условиях эксперимента LHCb.
6. Измерение отношения парциальных ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$.

Личный вклад диссертанта

Диссертант принимал активное участие в анализе физических данных эксперимента LHCb. В частности, им были восстановлены распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и измерены их парциальные ширины; впервые обнаружен распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$, и измерена его парциальная ширина. Также им был восстановлен распад $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$, и измерена его парциальная ширина относительно распада

$X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$. Помимо этого, диссертант внес основной вклад в исследование эффективности димюонного триггера, результаты которого широко используются в других анализах эксперимента LHCb.

Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в работах :

1. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ », Nucl. Phys. B. 886 (2014) 665-680;
2. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Observation of the $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ decay and study of $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$ decays», Nucl. Phys. B. 874 (2013) 663-678;
3. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Observation of the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ », JHEP 1311 (2013) 094;
4. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Measurement of relative branching fractions of B decays to $\psi(2S)$ and J/ψ mesons», Eur. Phys. J. C72 (2012) 2118;
5. I. Polyakov (on behalf of the LHCb collaboration), « b and c hadron spectroscopy at LHCb », Proceedings of 49-th Rencontres de Moriond (2014) QCD and High Energy Interactions, p. 107;
6. И.М. Беляев, В.Ю. Егорычев и И.О. Поляков, «Распады B -мезонов в состоянии, содержащие J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансы, в эксперименте LHCb », Ядерная Физика, Том 76. Дополнительный номер. (2013) 137;
7. I. Polyakov (on behalf of the LHCb collaboration), « B decays to charmonia at LHCb », PoS INEP-LHC (2012) 015,

из которых работы /1-4/ удовлетворяют требованиям ВАК. Данные материалы регулярно обсуждались на совещаниях международной коллаборации LHCb, докладывались на семинаре ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ и семинаре ФГБУ ГНЦ РФ ИФВЭ, на различных конференциях:

1. 49-th Rencontres de Moriond QCD and High Energy Interactions (г. Ла-Туйле, 22-29 марта 2014 г.);
2. 16-ая Международная Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц (г. Москва, 22-28 августа 2013 г.);
3. International Workshop «LHC on the March» (г. Протвино, 20-22 ноября 2012 г.);
4. 18-ая Международная Московская школа физики (43-я зимняя школа физики ИТЭФ) (п. Ершово, 17-24 февраля 2015 г.);
5. Симпозиум «Кварконий» в рамках международной сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (г. Москва, 17-21 ноября 2014 г.);
6. 56-ая конференция МФТИ (г. Москва, 25-30 ноября 2013 г.);
7. 11-ая Курчатовская молодежная научная школа (г. Москва, 12-15 ноября 2013 г.);
8. Симпозиум «Кварконий» в рамках международной сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (г. Москва, 12-16 ноября 2012 г.).

Результаты данной работы были неоднократно представлены сотрудниками коллаборации LHCb на многочисленных международных конференциях и на регулярном семинаре кафедры «Физика элементарных частиц» в ИТЭФ.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Ее объем 117 страниц, включая 24 таблицы и 56 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 89 наименований.

Текст диссертации организован следующим образом:

- **в первой главе** приводится описание эксперимента LHCb. Перечислены основные элементы детектора, их устройство и основные характеристики.

Также дается описание алгоритмов реконструкции частиц, триггерной системы и математического моделирования;

- **во второй главе** представлено исследование распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$. В начале приведено описание актуальности исследования данных распадов. Затем описываются методы восстановления и отбора этих распадов и определения их парциальных ширин и соответствующих погрешностей. В конце главы приводятся результаты измерения парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$. Полученные значения сравниваются с результатами предыдущих экспериментов и теоретическими предсказаниями;
- **в третьей главе** представлено исследование распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$ в распадах $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$. В начале повествуется об актуальности исследования данных распадов. Затем описываются методы восстановления и отбора этих распадов и определения их парциальных ширин и соответствующих погрешностей. В конце главы приводится результат измерения отношения парциальных ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$. Полученное значение сравнивается с результатами экспериментов BaBar и Belle и теоретическими предсказаниями;
- **в заключении** представлены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1

Эксперимент LHCb

Эксперимент LHCb является одним из четырех основных экспериментов на Большом адронном коллайдере [31]. Главной задачей этого эксперимента является поиск косвенных проявлений физических явлений за пределами Стандартной модели (СМ) в распадах адронов, содержащих b - и c -кварки. Ожидается, что в процессах нарушения CP -симметрии, изоспиновой симметрии и зарядово-лептонной симметрии, а также в редких распадах частиц, содержащих b - и c -кварки, эффекты «новой физики» могут привести к существенным отклонениям от предсказаний СМ. Однако задачи эксперимента LHCb не ограничиваются исследованием данных эффектов. Помимо этого в основные задачи эксперимента входит изучение рождения тяжелых адронов в протон-протонных столкновениях, свойств тяжелых адронов, а также поиск новых частиц.

1.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер является крупнейшим в мире ускорителем элементарных частиц. Ускоритель расположен в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) на границе Швейцарии и Франции недалеко от г. Женева. Большой адронный коллайдер представляет собой кольцевой ускоритель встречных пучков протонов с протяженностью кольца 26.7 км, расположенный на глубине 100 метров под землей в тоннеле, в котором ранее располагался Большой электрон-позитронный коллайдер.

В проекте режиме работы оба протонных пучка состоят из 2808 сгустков, в каждом из которых около 1.15×10^{11} протонов. Пучки удерживаются на кольцевой орбите с помощью системы магнитов. Магниты, построенные с ис-

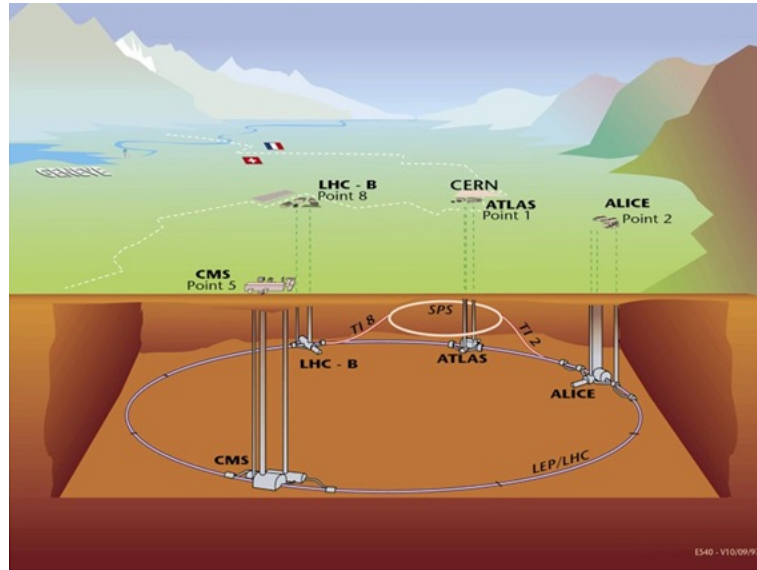


Рис. 1.1: Схематический вид Большого адронного коллайдера.

пользованием сверхпроводящего сплава ниобия и титана, способны создавать магнитное поле величиной вплоть до 8 Тл. Энергия протонов в БАК повышается с 450 ГэВ до 7 ТэВ в лабораторной системе отсчета, столкновение протонных сгустков происходит с частотой 40 МГц. Таким образом запланировано достичь столкновений протонов с энергией системы центра масс $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и светимостью $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Такая большая интенсивность необходима для поиска неоткрытых редких явлений, новых частиц, а также изучения свойств тяжелых скалярных частиц.

В точках пересечения пучков расположены большие универсальные детекторы: ALICE, ATLAS, CMS и LHCb (Рис. 1.1). Детекторы общего назначения ATLAS и CMS построены для поисков и изучения непосредственных проявлений Новой физики за пределами СМ. Детектор ALICE предназначен для исследования кварк-глюонной плазмы, получаемой при столкновениях тяжелых ионов.

1.2 Условия набора данных

В проектном режиме работы светимость в эксперименте LHCb должна была составлять $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Такая светимость, пониженная по отношению к светимости $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в других экспериментах БАК, необходима для обеспечения оптимального режима набора данных. При таком режиме на одно столкновение

протонных сгустков приходится примерно по одному протон-протонному взаимодействию, что позволяет обеспечить высокую эффективность реконструкции событий. Уменьшение светимости в эксперименте LHCb достигается за счет локальной расфокусировки пучков.

Условия набора данных в 2011 и 2012 годах отличались от планируемых на стадии подготовки эксперимента. В 2011 году средняя светимость составляла $3 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а в 2012 году $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Энергия столкновения протонов в системе центра масс составляла 7 и 8 ТэВ в 2011 и 2012 году, соответственно. А интегральная светимость, набранная за 2011 и 2012 годы, составила 1 и 2 фб⁻¹, соответственно.

1.3 Детектор LHCb

Детектор LHCb (Рис. 1.2) является одноплечевым передним спектрометром с угловым аксептансом от 10 мрад до 300 мрад (250 мрад) в горизонтальной (вертикальной) плоскости относительно пучка. Подробное описание детектора приведено в [32]. Уникальная геометрия детектора обусловлена тем, что в протон-протонных столкновениях при энергиях БАК пары b - и $\bar{b}$ -кварков рождаются преимущественно в узком конусе вдоль оси пучка (Рис. 1.3). Таким образом в геометрический аксептанс установки LHCb попадает около 40% всех рождаемых частиц, содержащих b - и c -кварки. Система координат детектора LHCb выбрана следующим образом: начало координат находится в точке пересечения протонных пучков, координатная ось z совпадает с осью пучка и направлена от точки столкновения протонов в сторону мюонных станций, координатная ось y направлена вертикально от центра земли, а координатная ось x направлена в центр кольца БАК. Полярные и азимутальные углы θ и ϕ определены как стандартные сферические координаты относительно осей x, y, z .

Для полного восстановления распадов b - и c -адронов в различные конечные состояния, содержащие лептоны и адроны, а также для изучения эффектов нарушения CP -симметрии необходимо обеспечение ряда требований. К ним относятся: хорошее разрешение по времени жизни распавшихся частиц (в сравнении с частотой осцилляций B_s^0 -мезонов, $\tau \approx 350$ фс), точное определение их инвариантной массы, эффективная идентификация частиц, а также эффективная триггерная система.

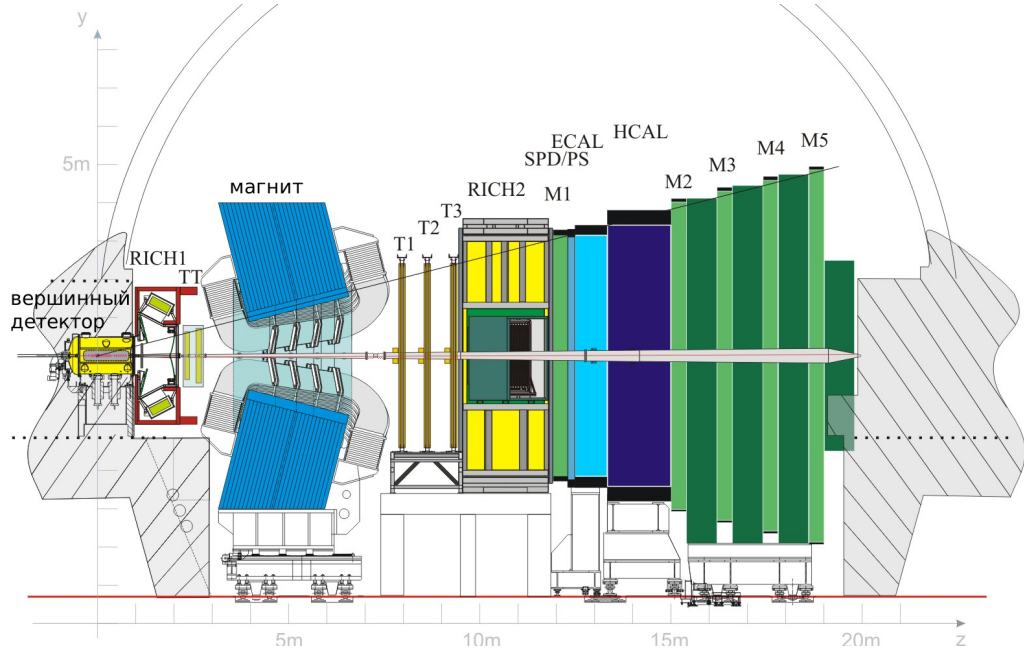


Рис. 1.2: Схематический вид детектора LHCb.

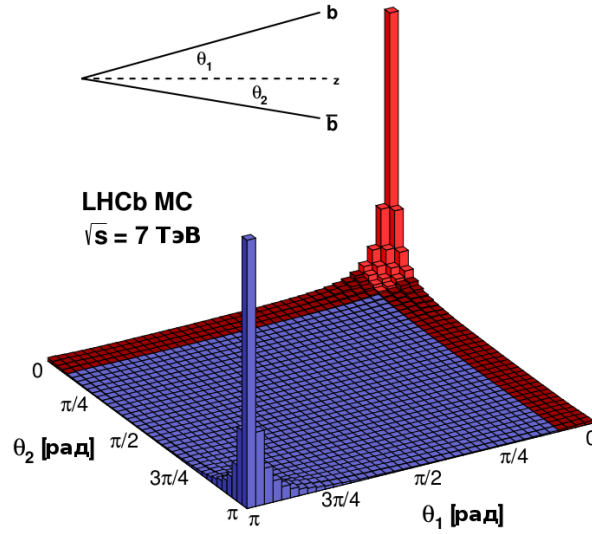


Рис. 1.3: Угловое распределение пар b - и $\bar{b}$ -кварков, рождаемых в эксперименте LHCb, смоделированное генератором RUTHIA [33]. Геометрический акцептанс установки LHCb показан красным цветом.

Точное определение времени жизни частиц, а также эффективное отделение вершин распада от вершин протон-протонных столкновений обеспечивается вершинным детектором VELO. Импульсы и траектории заряженных частиц определяются трековой системой, включающей в себя дипольный магнит, трековые станции TT и T1-T3 до и после магнита, соответственно, а также детектор VELO. Для идентификации и разделения пионов, каонов и протонов использу-

ется два детектора колец Черенковского излучения (RICH1 и RICH2). За идентификацию и разделение электронов, фотонов, нейтральных пионов и адронов отвечает калориметрическая система, которая в том числе используется для измерения энергии фотонов и нейтральных пионов. Калориметрическая система состоит из детектора на основе сцинтилляционных пластин (SPD), предливного детектора (PRS), электромагнитного калориметра (ECAL) и адронного калориметра (HCAL). Идентификация мюонов обеспечивается мюонной системой. Запуск триггера осуществляется калориметрической и мюонной системами. Более подробное описание систем детектора LHCb представлено в следующих разделах.

1.4 Трековая система

Трековая система обеспечивает восстановление траекторий заряженных частиц и точное измерение их импульсов. Импульс заряженных частиц определяется по искривлению их траектории в поле дипольного магнита, способного создавать интегральное магнитное поле $4 \text{ Тл} \times \text{м}$ с двумя возможными ориентациями (по направлению оси y и против) [34]. До магнита траектория частиц измеряется вершинным детектором VELO и трековой станцией TT, после магнита тремя трековыми станциями T1-T3. Траектория частицы восстанавливается в результате объединения сегментов треков до и после магнита, как показано на Рис. 1.4.

1.4.1 Вершинный детектор

Основной функцией вершинного детектора VELO [35] является точное определение траекторий заряженных частиц вблизи области столкновения протонов. Благодаря этому обеспечивается определение координат протон-протонных взаимодействий (первичных вершин), вершин распада адронов, содержащих b - и c -кварки (вторичных вершин), а также прицельных параметров заряженных частиц по отношению к первичным вершинам.

Детектор VELO состоит из 21 модуля толщиной 220 мкм расположенных перпендикулярно оси пучка (Рис. 1.5(а)). Каждый модуль состоит из пары частично перекрывающихся кремниевых пластин, имеющих форму полудиска с радиусом 42 мм. Частичное перекрытие пластин обеспечивает полное покрытие

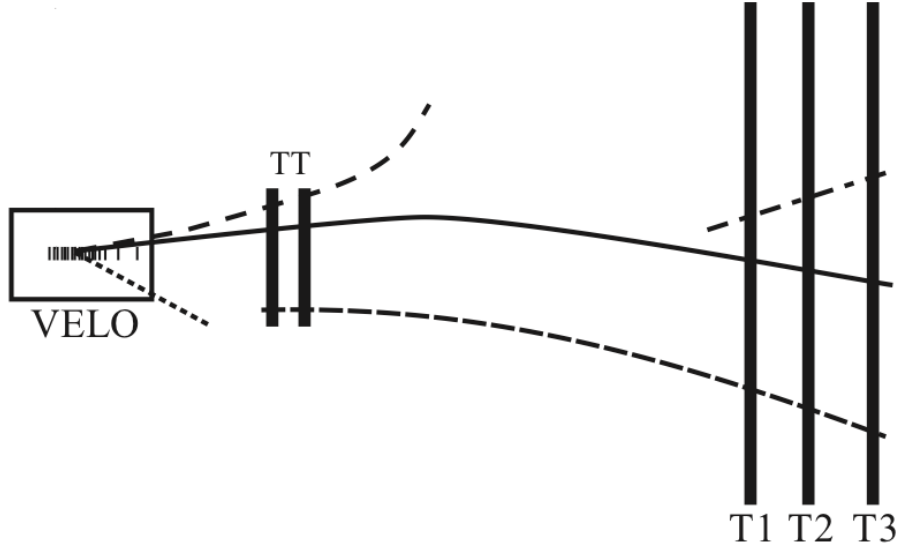


Рис. 1.4: Иллюстрация восстановления треков заряженных частиц.

по углу ϕ . Кремниевые пластины представляют собой пару склеенных сенсоров, один из которых измеряет расстояние от оси z в радиальном направлении (R -сенсор), а другой угол ϕ (ϕ -сенсор) в системе координат детектора LHCb. Измерение координат осуществляется микрополосами, расположение которых показано на Рис. 1.6.

Модули детектора VELO расположены таким образом, чтобы траектория частицы, родившейся в области пересечения пучков (на оси z в пределах ± 5.3 см около начала координат) и направленной под углом менее 300 мрад к оси z , пересекала как минимум три модуля. Из 21 модулей 6 расположены до точки пересечения пучков, остальные 15 после. Полная длина вершинного детектора составляет 1 м. Для определения множественности частиц в направлении противоположном направлению оси z , перед детектором VELO дополнительно установлено четыре R -сенсора. В рабочем состоянии при стабильном пучке кремниевые пластины находятся на расстоянии всего 8 мм от центра пучка (Рис. 1.5(б)). А в случае нестабильности пучков предусмотрено разведение пластин на расстояние до 6 см друг от друга (Рис. 1.5(в)) для защиты детектора от потока вторичных частиц.

Точность восстановления первичных вершин в детекторе VELO для событий с 25 заряженными треками составляет 16 мкм по осям x и y и 76 мкм по оси z [36]. Точность измерения прицельного параметра для частиц с большим поперечным импульсом равна 20 мкм. Точность определения времени жизни

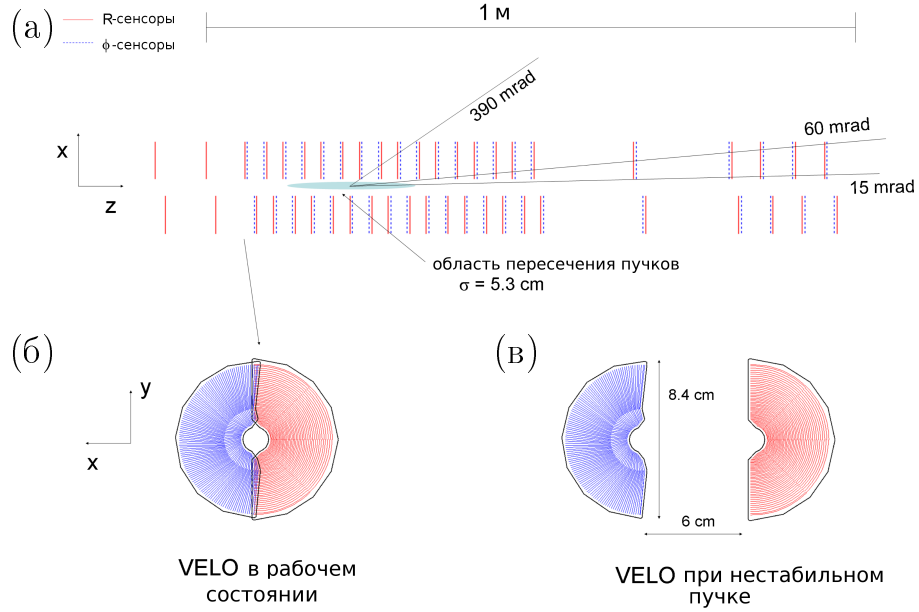


Рис. 1.5: (а) Схематический вид детектора VELO в плоскости (x, z) . Схема одного модуля детектора VELO (б) в рабочем состоянии и (в) в случае нестабильного пучка.

частиц, распадающихся в вершинном детекторе, составляет 45 фс.

1.4.2 Трековые станции

Трековая станция ТТ состоит из четырех слоев кремниевых микрополосковых детекторов. Каждый слой имеет активную площадь равную 8.4 м^2 . Микрополосы имеют толщину 500 мкм и удалены друг от друга на расстояние 200 мкм. Для улучшения пространственного разрешения, полосы в четырех слоях расположены согласно « $x - u - v - x$ » геометрии: в первом и четвертом слоях вертикально, а во втором и третьем под углами -5° и $+5^\circ$ в плоскости xu (Рис. 1.7(а)), что дает чувствительность к положению вдоль оси y . Для улучшения пространственного разрешения второй и третий слой в станции ТТ расположены на расстоянии 27 см друг от друга.

Трековые станции, расположенные за магнитом, состоят из внутреннего трекера ИТ [37] и внешнего трекера ОТ [38] (Рис. 1.7(б)). Станции трекера ИТ, как и станции ТТ, состоят из четырех слоев кремниевых микрополосковых детекторов, расположенных согласно « $x - u - v - x$ » геометрии. Микрополосы имеют толщину 500 мкм и удалены друг от друга на расстояние 200 мкм. Площадь активной области внутреннего трекера составляет 4.0 м^2 .

Внешний трекер представляет собой детектор на основе цилиндрических

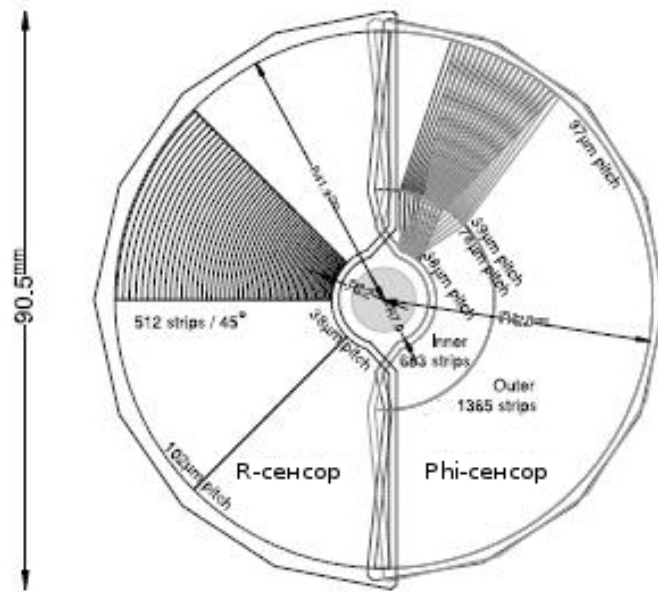


Рис. 1.6: Иллюстрация расположения микрополос R - и ϕ -сенсоров детектора VELO (для ясности показана только часть микрополос).

дрейфовых трубок, так как во внешней области множественность заряженных треков уже не так велика. Дрейфовые трубки диаметром 4.9 мм наполнены газовой смесью на основе 70% аргона, 28.5% CO_2 и 1.5% O_2 . Время дрейфа составляет менее 50 нс. Станции внешнего трекера, также как станции ТТ и станции трекера IT, состоят из четырех слоев, расположенных согласно « $x - u - v - x$ » геометрии. Граница активной области внешнего трекера совпадает с раствором магнита и внешней границей трекера IT. Площадь активной области трекера OT составляет 29 м².

Пространственное разрешение в трековых станциях ТТ и внутренних трекерах равно 55 мкм. Во внешних трекерах пространственное разрешение составляет 250 мкм. Импульсы заряженных частиц, проходящих через всю трековую систему (детекторы VELO, ТТ и Т1-Т3), определяются с точностью от 0.4% (для частиц с импульсом 5 ГэВ/с) до 0.6% (для частиц с импульсом 100 ГэВ/с).

1.5 Система детекторов колец Черенковского излучения

Система детекторов колец Черенковского излучения RICH [39] предназначена для идентификации заряженных частиц с использованием эффекта Вавилова-Черенкова [40]: заряженная частица, движущаяся в веществе со ско-

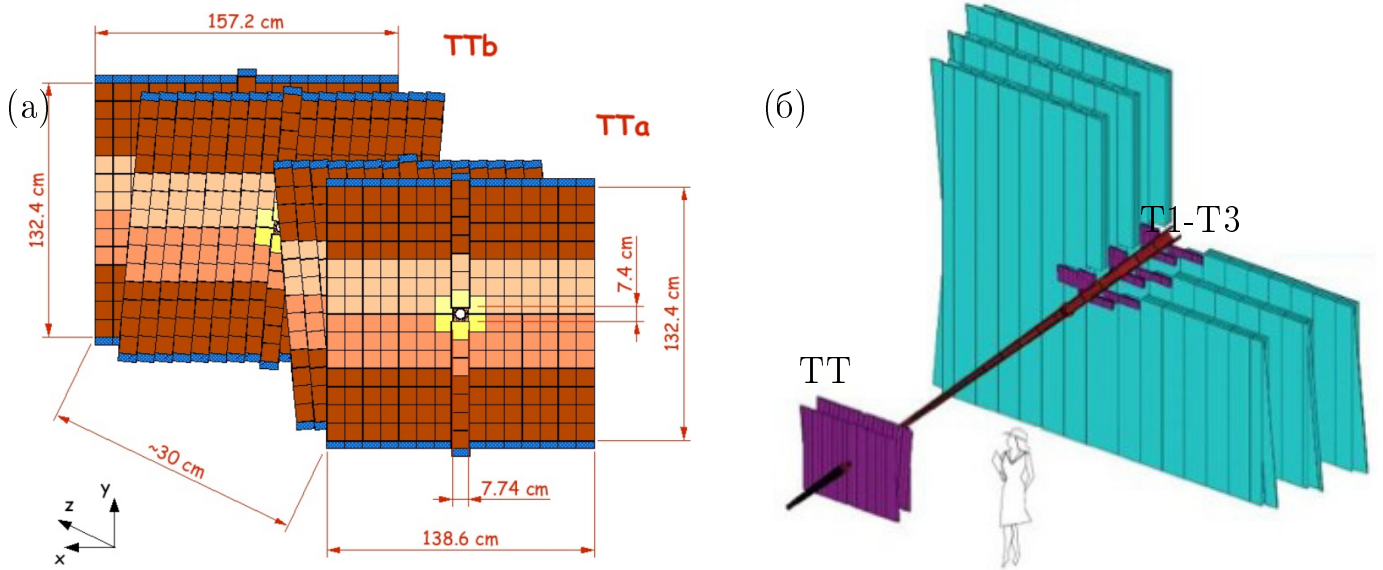


Рис. 1.7: (а) Схематический вид расположения слоев трековых станций ТТ. (б) Схематический вид относительного расположения трековых станций ТТ и станций Т1-Т3, разделенных на внутренний трекер ИТ (показанный фиолетовым цветом) и внешний трекер ОТ (показанный голубым цветом).

ростью, превышающей фазовую скорость света в этом веществе, вызывает излучение света. Свет излучается в конусе вдоль направления движения частицы, где угол раствора конуса определяется как $\cos \theta_C = c'/v$, где v — это скорость частицы, $c' = c/n$ — фазовая скорость света в веществе, а n — показатель преломления. Система детекторов колец Черенковского излучения RICH оптимизирована для разделения пионов и каонов, а также идентифицирует протоны и, совместно с калориметрической системой, выделяет электроны. Для эффективной идентификации в широком интервале импульсов от 1 до 100 ГэВ/с, используется два детектора: детектор RICH1 идентифицирует частицы с импульсом от 1 до 60 ГэВ/с, а RICH2 от 15 до 100 ГэВ/с. Схемы детекторов RICH1 и RICH2 представлены на Рис. 1.8.

Детектор RICH1 располагается между вершинным детектором и трековой станцией ТТ. В нем используется два типа радиаторов — газ C_4F_{10} и прослойка аэрогеля толщиной 5 см для идентификации частиц с малыми импульсами. Значения показателей преломления аэрогеля и C_4F_{10} приведены в Табл. 1.1, зависимость Черенковского угла от импульса для разных типов частиц показана на Рис. 1.9(а). Детектор RICH1 имеет толщину 95 см и угловой аксептанс от 25 мрад до 300 (250) мрад по горизонтали (вертикали).

Детектор RICH2 расположен сразу за трековыми станциями Т1-Т3, запол-

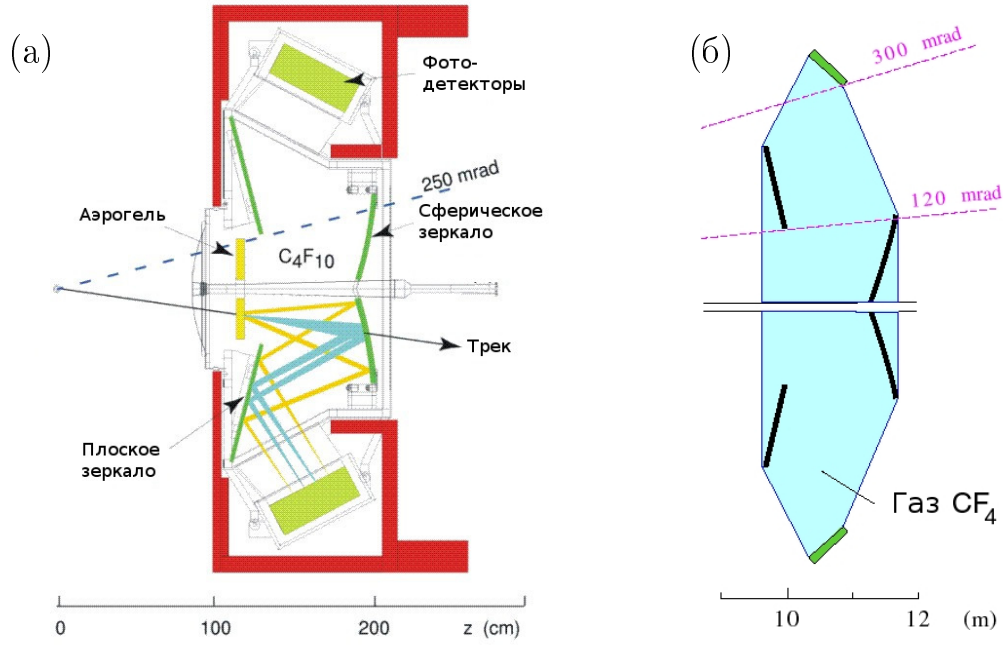


Рис. 1.8: Схематический вид детекторов колец Черенковского излучения: (а) RICH1 и (б) RICH2.

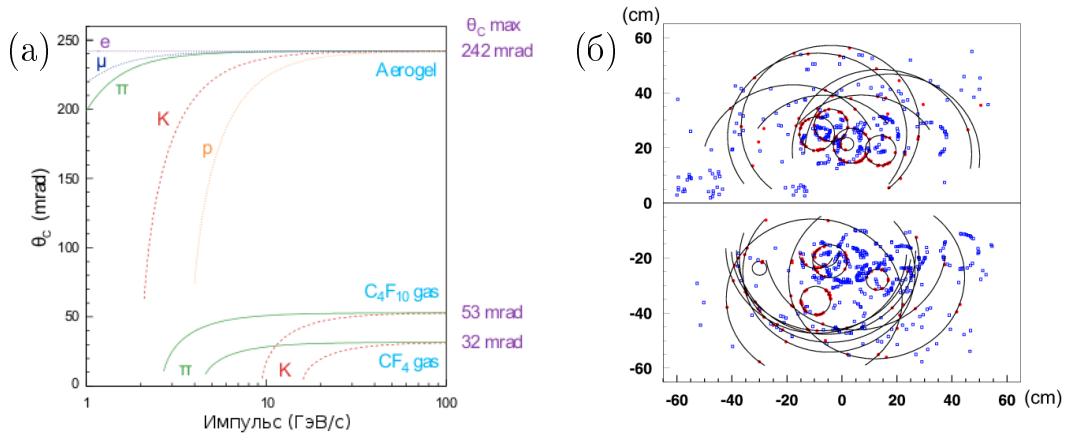


Рис. 1.9: (а) Значения Черенковского угла θ_C в зависимости от импульса для разных типов частиц и радиаторов. (б) Пример события в детекторе RICH1.

Таблица 1.1: Показатели преломления (n) веществ, используемых в детекторах RICH.

детектор	вещество	n
RICH1	аэрогель	1.03
	C_4F_{10}	1.0015
RICH2	CF_4	1.00046

нен газом CF_4 и имеет толщину 170 см. Значение показателя преломления CF_4 приведено в Табл. 1.1, зависимость Черенковского угла от импульса для разных типов частиц показана на Рис. 1.9(а). Геометрический аксептанс этого детектора меньше, чем у остальных подсистем, и соответствует диапазону 10-100 мрад, что однако позволяет идентифицировать все частицы с большими импульсами.

Черенковский свет, излучаемый в детекторах RICH, фокусируется сферическими зеркалами и затем, после отражения от плоских зеркал, регистрируется гибридными фотодетекторами (HPD). Для защиты от магнитного поля фотодетекторы экранированы железным щитом. В результате фокусировки черенковский свет, излученный заряженной частицей, образует окружность в плоскости фотодетекторов (Рис. 1.9(б)). По радиусу окружности определяются Черенковский угол θ_C и, следовательно, скорость частицы. По скорости и известному импульсу частицы определяется ее масса, а следовательно и ее тип.

Система детекторов RICH позволяет идентифицировать каоны с эффективностью около 95% при вероятности ошибочной идентификации пионов как каонов менее 10% [41]. Эффективность идентификации протонов составляет более 90% при вероятности ошибочной идентификации пионов и каонов как протонов равной 10%.

1.6 Калориметрическая система

Основная задача калориметрической системы [42] - детектирование электронов, фотонов и адронов, а также определение их энергии и положения. Помимо этого калориметрическая система вырабатывает триггер исходя из наличия кластеров с большой выделенной поперечной энергией. Система калориметров включает в себя детектор на основе сцинтилляционных пластин (SPD), предливневый детектор (PRS), электромагнитный калориметр (ECAL) и адронный калориметр (HCAL). Схематический вид калориметрической системы показан на Рис. 1.10.

Первый детектор калориметрической системы, SPD, состоит из пластиковых сцинтилляционных пластин и имеет толщину 15 мм. Проходя через него, заряженные частицы создают ионизационное излучение, в то время как фотоны, чаще всего, проходят без взаимодействий. Благодаря этому происходит разделение электронов и фотонов. Предливневый детектор, также состоящий

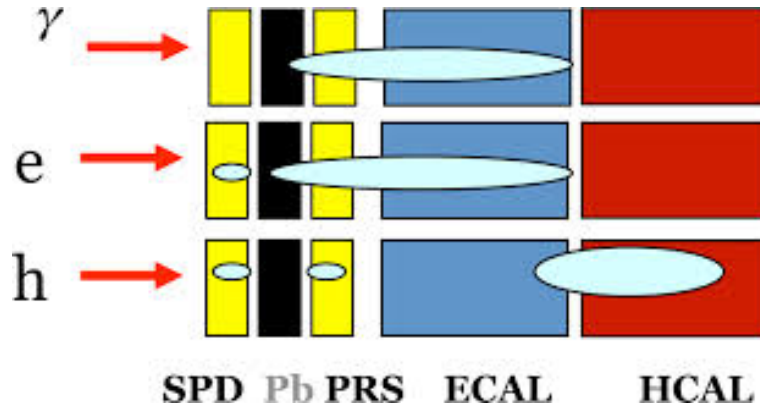


Рис. 1.10: Схематический вид калориметрической системы. Эллипсами схематически показано выделение энергии при прохождении разных типов частиц.

из стинцилляционных пластин толщиной 15 мм, отделен от детектора SPD слоем свинцового поглотителя толщиной 12 мм, что соответствует примерно 2.5 радиационным длинам. При прохождении поглотителя электроны и фотоны, в отличие от адронов, вызывают электромагнитный ливень. Регистрация этого ливня в предливневом детекторе позволяет разделить адроны от электронов и фотонов.

Электромагнитный калориметр [43] собран из чередующихся слоев свинцового поглотителя и сцинтиллятора, расположенных перпендикулярно оси пучка, как изображено на Рис. 1.11. Толщина одного слоя свинца составляет 2 мм, а одного слоя сцинтиллятора 4 мм, полная толщина ECAL соответствует 25 радиационным длинам (или 1.1 ядерной длине взаимодействия) и полностью поглощает электромагнитный ливень. Электромагнитный калориметр разделен на три зоны с разной сегментацией (Рис. 1.12(а)). Размер ячеек во внутренней, средней и внешней зонах составляет 40×40 мм², 60×60 мм² и 120×120 мм², соответственно. Аналогичную сегментацию имеет предливневый детектор и детектор на основе сцинтилляционных пластин. Таким образом учитывается разная загруженность детектора в зависимости от расстояния до оси пучка и поддерживается постоянное разрешение по углу. Для исключения проникновения сцинтилляционного света между ячейками, боковые грани ячеек покрыты алюминиевой пленкой.

Адронный калориметр [44] расположен сразу за электромагнитным калориметром и также построен из чередующихся слоев поглотителя и сцинтиллятора. Характерной особенностью данного калориметра является то, что слои ориен-

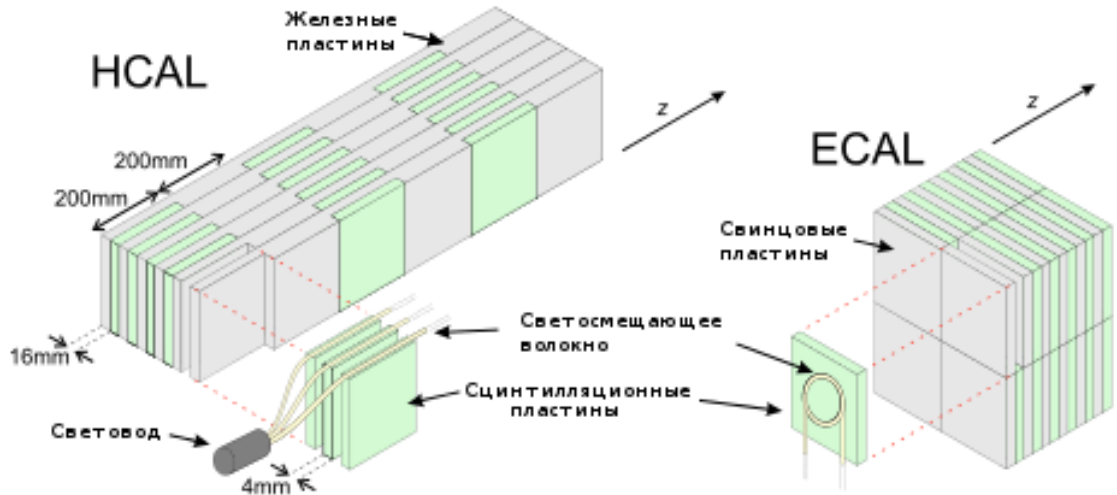


Рис. 1.11: Строение адронного калориметра (слева) и электромагнитного калориметра (справа).

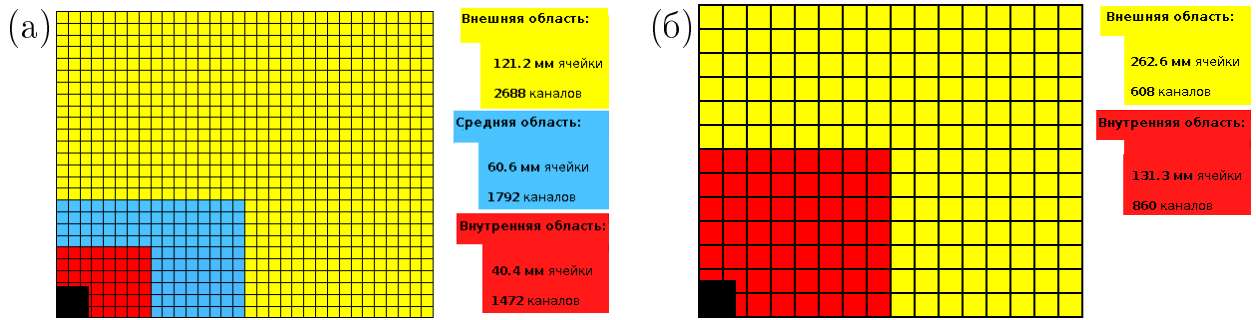


Рис. 1.12: Иллюстрация разделения (а) детектора на основе сцинтилляционных пластин, предливного детектора и электромагнитного калориметра и (б) адронного калориметра на зоны с разной сегментацией.

тированы вдоль оси пучка, а не поперек. Схема детектора HCAL представлена на Рис. 1.11. Толщина одного слоя железного поглотителя составляет 16 мм, а одного слоя сцинтиллятора 4 мм, полная толщина адронного калориметра соответствует 5.6 ядерным длинам взаимодействия. Адронный калориметр разделен всего на две зоны с разной сегментацией (Рис. 1.12(б)). Размер ячеек во внутренней зоне составляет $130 \times 130 \text{ мм}^2$, а во внешней $260 \times 260 \text{ мм}^2$, что существенно больше размеров ячеек в электромагнитном калориметре. Такой выбор обусловлен более широким профилем адронного ливня по сравнению с электромагнитным и позволяет уменьшить количество каналов считывающей электроники. Во всех детекторах калориметрической системы свет от сцинтилляторов собирается с помощью спектросмещающих оптических волокон, про-

низывающих каждую ячейку детекторов. По волокнам свет проходит до фотомножителей (ФЭУ), где и производится считывание сигнала.

Энергетическое разрешение калориметров составляет

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{ECAL} = \frac{9.0\% \pm 0.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.8\% , \quad \frac{\sigma_E}{E} \Big|_{HCAL} = \frac{69\% \pm 5\%}{\sqrt{E}} \oplus (9\% \pm 2\%) ,$$

где энергия измеряется в ГэВ [32].

1.7 Мюонная система

Мюонная система [45] позволяет с высокой эффективностью идентифицировать мюоны, а также обеспечивает быстрое измерение поперечного импульса мюонов для триггерной системы. Мюонная система состоит из пяти последовательно расположенных станций. Станция М1 находится перед детектором SPD калориметрической системы, а станции М2-М5 расположены сразу за системой калориметров как показано Рис. 1.13. Таким образом калориметрическая система играет роль поглотителя между станциями М1 и М2, роль поглотителей между остальными станциями выполняют железные пластины толщиной 80 см, что соответствует 20 ядерным длинам взаимодействия. Для прохождения всех пяти станций частица должна иметь импульс более 5 ГэВ/с.

Каждая мюонная станция разделена на четыре зоны с разной сегментацией считывающей электроники. В связи с более высокой множественностью частиц вблизи оси пучка, сегментация считывания в соответствующих зонах выше. В станциях М2 и М3 сегментация увеличена для улучшения определения поперечного импульса мюонов. Мюонные станции, за исключением внутренней зоны М1, являются многопроводочными пропорциональными камерами (MWPC) заполненными газовой смесью на основе аргона, CO₂ и CF₄ в пропорции 40:55:5. Расстояние между проводочками в камерах составит 2 мм, а временное разрешение равно 5 нс. Во внутренней зоне М1, через которую проходит наибольший поток заряженных частиц, используются газовые электронные умножители (GEM).

Эффективность идентификации мюоннов близка к 97% при вероятности ошибочной идентификации пионов как мюонов равной 2% [41]. Мюонная система обеспечивает определение поперечного импульса трека с точностью около

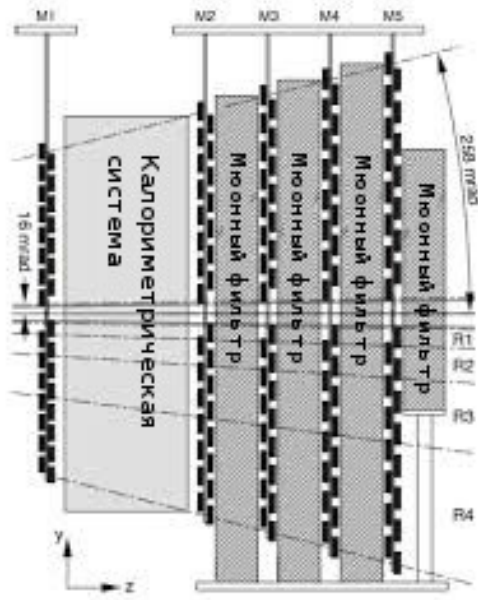


Рис. 1.13: Схематический вид мюонной системы.

20%, работая независимо от других подсистем [46].

1.8 Математическое моделирование данных

Моделирование данных разделено на несколько этапов: моделирование протон-протонных столкновений, взаимодействия рожденных частиц с веществом детектора, моделирование отклика детектора, отбора событий триггером, а также моделирование восстановления событий, включая реконструкцию треков и идентификацию частиц.

Протон-протонные столкновения моделируются с помощью программы PYTHIA 6.4 [33], с настройками описанными в [47]. Для моделирования распадов родившихся частиц используется программа EVTGEN [48]. Излучение фотонов в конечном состоянии учитывается программой PHOTOS [49]. Взаимодействие частиц с веществом детектора моделируется с помощью пакета GEANT4 [50], при этом учитывается возможное наложение событий от последовательных столкновений протонных пучков. Отклик детектора и его оцифровка моделируются программой BOOLE. Моделирование триггера, включая распознавание и реконструкцию треков, выполняется программой BRUNEL, использующей те же алгоритмы, что применяются при работе с экспериментальными данными. Эти алгоритмы описаны ниже в разделах 1.9 и 1.10.

1.9 Восстановление событий

Восстановление событий основано на программном обеспечении BRUNEL и включает в себя реконструкцию треков, первичных вершин, а также идентификацию нейтральных и заряженных частиц.

1.9.1 Реконструкция треков

Траектория заряженной частицы параметризуется набором векторов состояний $(x, y, dx/dz, dy/dz, Q/p)$ в каждой точке z , где Q соответствует заряду частицы, а p ее импульсу. В дополнение, информация о неопределенностях траектории представляется ковариантной матрицей ошибок.

Реконструкция начинается с поиска начальных треков в детекторе VELO и трековых станциях T1-T3. В детекторе VELO восстанавливаются прямые участки траектории с помощью алгоритма распознавания образов треков, описанного в [51]. В трековых станциях, в связи с влиянием магнитного поля на заряженные частицы, треки ищутся в виде искривленных траекторий.

Эти начальные треки затем используются в восстановлении треков, проходящих через весь детектор (Рис. 1.4). В первом случае траектория начального трека из детектора VELO экстраполируется в трековые станции с учетом магнитного поля и сравнивается с положением сработавших сенсоров. В случае совпадения достаточного количества сработавших сенсоров с экстраполированной траекторией, происходит реконструкция трека. Во втором случае траектория начального трека из трековых станций экстраполируется в детектор VELO и сравнивается с положениями сработавших R - и ϕ -сенсоров. Для повышения эффективности нахождения трека делается предположение об импульсе исходя из кривизны траектории в трековых станциях либо предполагается, что траектория проходит через первичную вершину.

После восстановления всех треков исключаются треки дублирующие друг друга. Затем их траектории уточняются с использованием фильтра Кальмана [52] и учетом многократного рассеяния и потерь энергии при прохождении через вещество. Эффективность реконструкции треков, проходящих через весь детектор, составляет более 96%.

1.9.2 Реконструкция первичных вершин

Поиск первичных вершин выполняется с помощью итеративной процедуры. Сперва для каждого трека, реконструированного в детекторе VELO, определяется точка принадлежащая треку и находящаяся ближе всего к оси пучка. На основе распределения z -координаты таких точек, выделяется область с максимальной плотностью. Среднее значение координаты z в этой области рассматривается как вероятная z -координата первичной вершины, при этом предполагается, что вершина располагается на оси пучка. Затем исключаются треки с большим значением χ^2 прицельного параметра по отношению к этой вершине (> 225 на первой итерации и > 9 на всех последующих). По оставшимся трекам заново определяется положение вершины. Этот шаг повторяется до тех пор, пока все рассматриваемые треки не будут иметь достаточно малый прицельный параметр по отношению к вершине. Если в результате описанной процедуры остается более пяти треков, то вершина окончательно считается первичной, оставшиеся треки исключаются из дальнейшего рассмотрения и процедура поиска первичной вершины повторяется. В случае если данным методом не удастся обнаружить вершину, то положение единственной первичной вершины определяется по максимуму распределения z -координаты.

1.9.3 Идентификация фотонов

Реконструкция событий в электромагнитном калориметре начинается с поиска ячеек, в которых энерговыделение превышает энерговыделение в соседних ячейках (имеющих общие границы) и поперечная энергия превосходит 50 МэВ. Такие ячейки, вместе с соседними, образуют кластер. Каждый кластер сопоставляется с экстраполированными траекториями всех треков в событии. Кластеры, не соответствующие ни одному треку, рассматриваются как фотонные кандидаты. Фотоны, конвертировавшие в веществе детектора, восстанавливаются по электрон-позитронной паре. Направление импульса фотона определяется исходя из гипотезы, что он направлен из первичной вершины в точку центра кластера.

1.9.4 Идентификация заряженных частиц

Идентификация заряженных частиц основана на информации из системы детекторов колец Черенковского излучения, калориметрической системы и мюонной системы. Основной вклад в идентификацию адронов вносят детекторы RICH, электронов — система калориметров, а мюонов — мюонная система. Однако комбинирование информации со всех систем позволяет улучшить качество идентификации. Так например информация системы детекторов колец Черенковского излучения RICH помогает улучшить качество идентификации лептонов.

Из сравнения колец, наблюдаемых в детекторах колец Черенковского излучения RICH, с ожидаемыми эталонами, соответствующими разным массам излучающих частиц, определяется правдоподобие той или иной гипотезы ($\mathcal{L}^{RICH}$). В мюонных станциях мюоны идентифицируются на основе сопоставления экстраполированных траекторий треков и сигналов в станциях М2-М5. При этом учитывается импульс гипотетического мюона. В системе калориметров идентификация электронов основана на сопоставлении экстраполированных траекторий треков и кластеров в электромагнитном калориметре. Подобно идентификации системой детекторов Черенковского излучения RICH, результаты идентификации, полученные мюонными и калориметрическими системами, также выражаются в виде значений правдоподобия для той или иной гипотезы ($\mathcal{L}^{MUON}$ и $\mathcal{L}^{CALO}$). Комбинированные функции правдоподобия вычисляются по следующим формулам:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(e) &= \mathcal{L}^{RICH}(e) \times \mathcal{L}^{CALO}(e) \times \mathcal{L}^{MUON}(not\ \mu) \\ \mathcal{L}(\mu) &= \mathcal{L}^{RICH}(\mu) \times \mathcal{L}^{CALO}(not\ e) \times \mathcal{L}^{MUON}(\mu) \\ \mathcal{L}(h) &= \mathcal{L}^{RICH}(h) \times \mathcal{L}^{CALO}(not\ e) \times \mathcal{L}^{MUON}(not\ \mu)\end{aligned}\quad , \quad (1.1)$$

где h обозначает адрон.

1.10 Триггерная система

При запланированном режиме работы БАК столкновения протонов происходят с частотой 40 МГц, среди них события, содержащие b -кварк, с частотой ~ 100 кГц, и только небольшая часть из них ($\mathcal{O}$ (кГц)) представляет интерес. За-

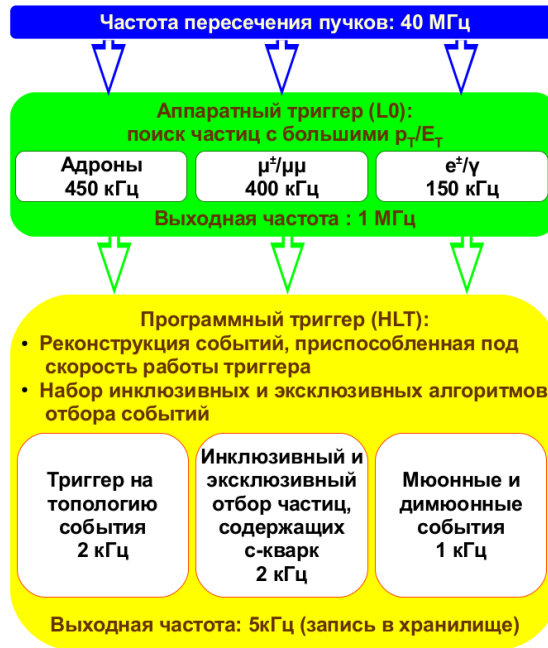


Рис. 1.14: Схема работы многоуровневой триггерной системы.

дача триггерной системы эксперимента LHCb [53] состоит в снижении частоты поступления данных с 40 МГц до нескольких кГц при одновременном сохранении событий, представляющих интерес для физического анализа. Триггерная система LHCb состоит из трех уровней: аппаратного уровня L0 и программируемых уровней HLT1 и HLT2. На уровне L0 частота потока данных понижается с 40 МГц до 1 МГц, после уровней HLT1 и HLT2 частота понижается до 3-5 кГц после чего происходит запись данных для дальнейшего анализа. Схема работы многоуровневого триггера показана на Рис. 1.14.

Триггер L0 использует информацию из трех независимых источников: системы обнаружения событий с большой множественностью (Разд. 1.4.2), калориметрической системы и мюонной системы. В калориметрической системе отбираются фотоны, нейтральные пионы и адронные кандидаты с большими значениями поперечной энергии. Поиск производится по кластерам из четырех соседних друг с другом ячеек, а первичная идентификация основана только на информации из детекторов SPD, PRS, ECAL и HCAL (Разд. 1.6, Рис. 1.10). Для срабатывания триггера необходим хотя бы один фотонный кандидат или нейтральный пион, имеющий поперечную энергию больше 2.5 ГэВ, либо адронный кандидат с поперечной энергией больше 3.5 ГэВ. В мюонной системе производится поиск либо одиночных мюонов, либо мюонных пар. Для срабатывания триггера необходим либо одиночный мюон с поперечным импульсом (p^T) больше 1.5 ГэВ/с, либо пара мюонов с поперечными импульсами, удовле-

творяющими условием $\sqrt{p_1^T \times p_2^T} > 1.3 \text{ ГэВ/с}$.

События, отобранные триггером L0, проходят последующую обработку системой триггеров HLT [54]. Обработка информации на уровне HLT осуществляется 1350 многопроцессорными узлами с 24000 копиями C++ HLT программ, работающими параллельно. На этом уровне доступна вся информации с детекторов и производится первичная реконструкция событий. При этом используются менее точные, но более быстрые алгоритмы реконструкции, чем алгоритмы доступные на уровне полной обработки события.

На первом этапе работы уровня HLT проверяется решение триггера L0 после уточнения импульсов треков на основе информации из трековой системы. В некоторых алгоритмах HLT1 ищется дополнительный трек, не обязательно выбранный на уровне L0. После уровня HLT1 поток данных с частотой $\sim 10 \text{ кГц}$ поступает на уровень HLT2. Так как частота событий уже достаточно низкая, на данном этапе выполняется полная реконструкция события. На основе полной реконструкции, в событии производится отбор как инклюзивных, так и эксклюзивных распадов адронов, содержащих b - и c -кварки. После HLT2 события с частотой от 3 до 5 кГц записываются в систему хранения данных.

Глава 2

Изучение распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$

Основной вклад в распады B -мезонов в конечные состояния, содержащие чармоний, описывается подавленной по цвету древесной диаграммой с переходом $\bar{b} \rightarrow \bar{c} s \bar{s}$ за счет обмена $W^\pm$ бозоном (Рис. 2.1). Наиболее распространенным методом вычисления матричных элементов данных распадов является подход факторизации [6]. В наиболее простом варианте подхода факторизации амплитуда двухчастичного распада B -мезона в состояния, содержащие чармоний, может быть представлена в виде [55]:

$$\mathcal{A}(B \rightarrow M_{(c\bar{c})} L) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cs}^* a_2^{eff}(\mu) \langle M_{(c\bar{c})} | \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c | 0 \rangle \langle L | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle, \quad (2.1)$$

где $M_{(c\bar{c})}$ — это некоторое состояние чармония, L — легкий мезон, а $a_2^{eff}(\mu)$ — эффективный параметр, характерный для подобных распадов.

В случае когда L является скалярным или псевдоскалярным мезоном, переходы $B \rightarrow L$ описываются формулой

$$\langle L(p') | \bar{s} \gamma^\mu (\gamma_5) b | B(p) \rangle = F_1(q^2) (p + p')^\mu + (F_0(q^2) - F_1(q^2)) \frac{m_B^2 - m_L^2}{q^2} q^\mu, \quad (2.2)$$

где p , p' и q — это четырех-импульсы B -мезона, легкого мезона L и чармония, соответственно, а F_0 и F_1 — формфакторы данных переходов. В случае когда

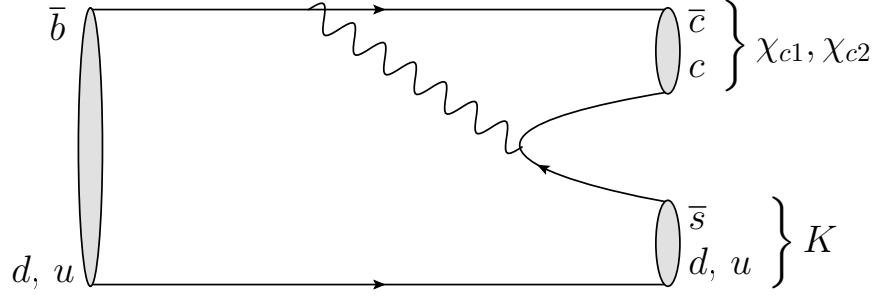


Рис. 2.1: Диаграмма Фейнмана основного вклада в распадах $B \rightarrow \chi_c K$.

L является векторным мезоном, переходы $B \rightarrow L$ описываются формулой

$$\begin{aligned} & \langle L(p', \epsilon) | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | B(p) \rangle = \\ & = \frac{2V(q^2)}{m_B + m_L} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^{*\nu} p^\alpha p'^\beta - i \left[\epsilon^{*\mu} (m_B + m_L) \mathcal{A}_1(q^2) - \right. \\ & \left. - (\epsilon q)(p + p')^\mu \frac{\mathcal{A}_2(q^2)}{m_B + m_L} - (\epsilon q) \frac{2m_L}{q^2} (\mathcal{A}_3(q^2) - \mathcal{A}_0(q^2)) q^\mu \right]. \end{aligned} \quad (2.3)$$

В зависимости от разных состояний чармония, переходы $\langle M_{(c\bar{c})} | \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c | 0 \rangle$ представляют собой следующие величины:

- $\langle J/\psi(q, \epsilon) | \bar{c} \gamma^\mu c | 0 \rangle = f_{J/\psi} m_{J/\psi} \epsilon^\mu$;
- $\langle \chi_{c1}(q, \epsilon) | \bar{c} \gamma^\mu \gamma_5 c | 0 \rangle = f_{\chi_{c1}} m_{\chi_{c1}} \epsilon^\mu$;
- $\langle \chi_{c0}(q) | \bar{c} \gamma^\mu c | 0 \rangle = \langle \chi_{c2}(q, \epsilon) | \bar{c} \gamma^\mu c | 0 \rangle = 0$,

где ϵ — это вектор поляризации, а f — формфакторы различных мезонов. Таким образом, распады вида $B \rightarrow \chi_{c0,2} L$ подавлены относительно распадов вида $B \rightarrow \chi_{c1} L$.

Однако, согласно результатам экспериментов ВаБар [8, 9, 10, 11, 12] и Belle [7], парциальные ширины χ_{c0} -мод распадов вида $B \rightarrow \chi_c K$ сравнимы с парциальными ширинами χ_{c1} -мод тех же самых распадов (Табл. 2.1). Таким образом, нефакторизуемые процессы могут давать большой вклад в амплитуды распадов вида $B \rightarrow \chi_c K$.

Нефакторизуемые процессы в распадах вида $B \rightarrow \chi_c K$ изучались в нескольких различных подходах. Рассмотрение эффектов мягкого перерасеяния в конечном состоянии [56] и применения правила сумм в световом конусе [57] не дают объяснения экспериментальных результатов. Изучение поправок в рамках подхода факторизации показало, что в следующих по порядку α_s поправках со-

Таблица 2.1: Экспериментальные значения парциальных ширин распадов $B \rightarrow \chi_c K$ в разных модах [30].

распад	парциальная ширина, $\times 10^{-4}$		
	мода χ_{c0}	мода χ_{c1}	мода χ_{c2}
$B^+ \rightarrow \chi_c K^+$	$1.49^{+0.15}_{-0.13}$	4.79 ± 0.23	0.11 ± 0.04
$B^+ \rightarrow \chi_c K^{*+}$	< 2.1	3.0 ± 0.6	< 1.2
$B^0 \rightarrow \chi_c K^0$	1.47 ± 0.27	3.93 ± 0.27	< 0.15
$B^0 \rightarrow \chi_c K^{*0}$	1.7 ± 0.4	$2.22^{+0.40}_{-0.31}$	0.66 ± 0.19

держатся инфракрасные расходимости [58], что указывает на возможный большой вклад мягких процессов. Данные процессы связаны с обменом мягким глюоном между $c\bar{c}$ -парой и B - и K -мезонами, как показано на Рис 2.2. Учет влияния мягких процессов использовался для объяснения больших парциальных ширин распадов $B \rightarrow \chi_{c0} K$ [59, 60] и $B^+ \rightarrow \psi(3770) K^+$ [61]. Тот же подход использовался в работе [13] при рассмотрении распадов $B \rightarrow \chi_{c2} K$. Для их парциальных ширин было получено следующее предсказание: $\mathcal{B}(B \rightarrow \chi_{c2} K) = (0 - 1) \times 10^{-4}$, где большие неопределенности связаны с инфракрасным расхождением в вершинных поправках.

Проблемы с расходимостями, связанными с поправками к синглетным по цвету P -волновым амплитудам, решаются при введении октетных по цвету операторов [62]. Применение подобного подхода к распадам $B \rightarrow \chi_c K$ [14] позволяет сократить инфракрасные расходимости в вершинных и спектаторных поправках. Таким образом удалось обобщить метод факторизации. В результате было выявлено, что за счет процессов мягкого рассеяния, учтенных в обобщении факторизации, распады $B \rightarrow \chi_{c0,2} K$ имеют ненулевую парциальную ширину. На основе численных предсказаний работы [14] можно оценить отношение парциальных ширин χ_{c1} - и χ_{c2} -мод распадов $B^0 \rightarrow \chi_c K$: $\mathcal{B}(B \rightarrow \chi_{c2} K) / \mathcal{B}(B \rightarrow \chi_{c1} K) = 0.2 - 0.4$.

В связи с этим, измерение парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ может предоставить значимую информацию для понимания механизма рождения χ_c -резонансов в распадах B -мезонов. Распады $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$ ранее не наблюдались и их обнаружение, в совокупности с измерением парциальных ширин, позволит дополнить общую картину изучения распадов B -мезонов в конечные состояния, содержащие χ_c -резонанс. Более того, данные

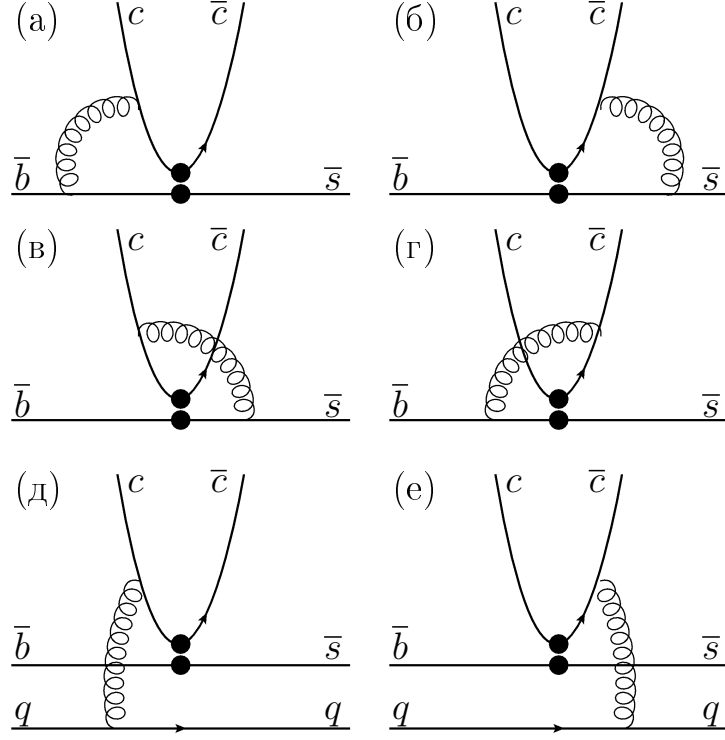


Рис. 2.2: Диаграммы Фейнмана (а-г) вершинных поправок и (д,е) спектаторных поправок в распадах $B \rightarrow \chi_c K$.

распады представляют особый интерес в виду перспектив изучения нарушения CP -симметрии.

Далее описывается измерение относительных парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, а также относительных парциальных ширин распадов $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ ¹. Для анализа использовались данные, набранные в эксперименте LHCb при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и соответствующие интегральной светимости 1 фб⁻¹. Отношения парциальных ширин распадов вычислялись по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})} &= \frac{N_{\chi_{c2} K^{*0}}}{N_{\chi_{c1} K^{*0}}} \times \frac{\varepsilon_{\chi_{c1} K^{*0}}}{\varepsilon_{\chi_{c2} K^{*0}}} \times \frac{\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma)}{\mathcal{B}(\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma)}, \\
 \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})} &= \frac{N_{\chi_{c1} K^{*0}}}{N_{J/\psi K^{*0}}} \times \frac{\varepsilon_{J/\psi K^{*0}}}{\varepsilon_{\chi_{c1} K^{*0}}} \times \frac{1}{\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma)}, \\
 \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)} &= \frac{N_{\chi_{c1} \phi}}{N_{J/\psi \phi}} \times \frac{\varepsilon_{J/\psi \phi}}{\varepsilon_{\chi_{c1} \phi}} \times \frac{1}{\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma)},
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

где N означает количество событий, а ε — эффективность восстановления распада. Конечные продукты распадов имеют сходные между разными модами ки-

¹Зарядово-сопряженные распады подразумеваются включенными.

нематику и топологию. Поэтому использование одинаковых критериев отбора позволяет сократить в отношении многие систематические ошибки, такие как ошибки, связанные с идентификацией мюонов и восстановлением J/ψ -мезонов.

2.1 Отбор сигнальных событий

Распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$ реконструировались с использованием канала $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$. В качестве нормировочных каналов использовались распады $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Промежуточные резонансы восстанавливались в распадах $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Для уменьшения систематической ошибки в отношении парциальных ширин критерии отбора событий выбраны максимально похожими для всех мод распадов.

Оптимизация критериев отбора производилась на данных с использованием распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi \gamma) K^+$, имеющем высокую статистику, а также топологию и кинематику, близкие с распадами $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$. Для оптимизации критериев отбора рассматривалась статистическая значимость сигнала $S = N/\Delta N$, где N соответствует количеству сигнальных событий, а ΔN соответствует статистической ошибке. Выбирались такие значения ограничений, при которых статистическая значимость сигнала становилась максимальной. При этом, для уменьшения возможной систематической погрешности, избегались жесткие ограничения по ряду переменных. Зависимость значимости от различных ограничений показана на Рис. 2.3. Подробное описание критериев отбора событий приведено далее в тексте, полный список используемых ограничений приведен в Табл. 2.2. В анализе использовались только события отобранные триггером на наличие J/ψ -кандидата. Ограничения, применяемые на пару мюонов на аппаратном уровне, описаны в Разделе 1.10.

В начале реконструируется J/ψ -мезон из пары противоположно заряженных частиц, имеющих поперечный импульс больше 550 МэВ/с и трек хорошего качества. Для гарантии хорошего качества трека требуется, чтобы χ^2 аппроксимации траектории на степень свободы удовлетворял соотношению $\chi_{tr}^2/ndf < 5$. Также, для подавления фона от продублированных треков в реконструкции, требуется чтобы дистанция Кульбака-Ляйблера (Δ^{KL}), вычисленная по отношению ко всем остальным реконструированным трекам в событии, была больше 5000 [63]. В случае $\Delta^{KL} < 5000$ в дальнейшей реконструкции используется

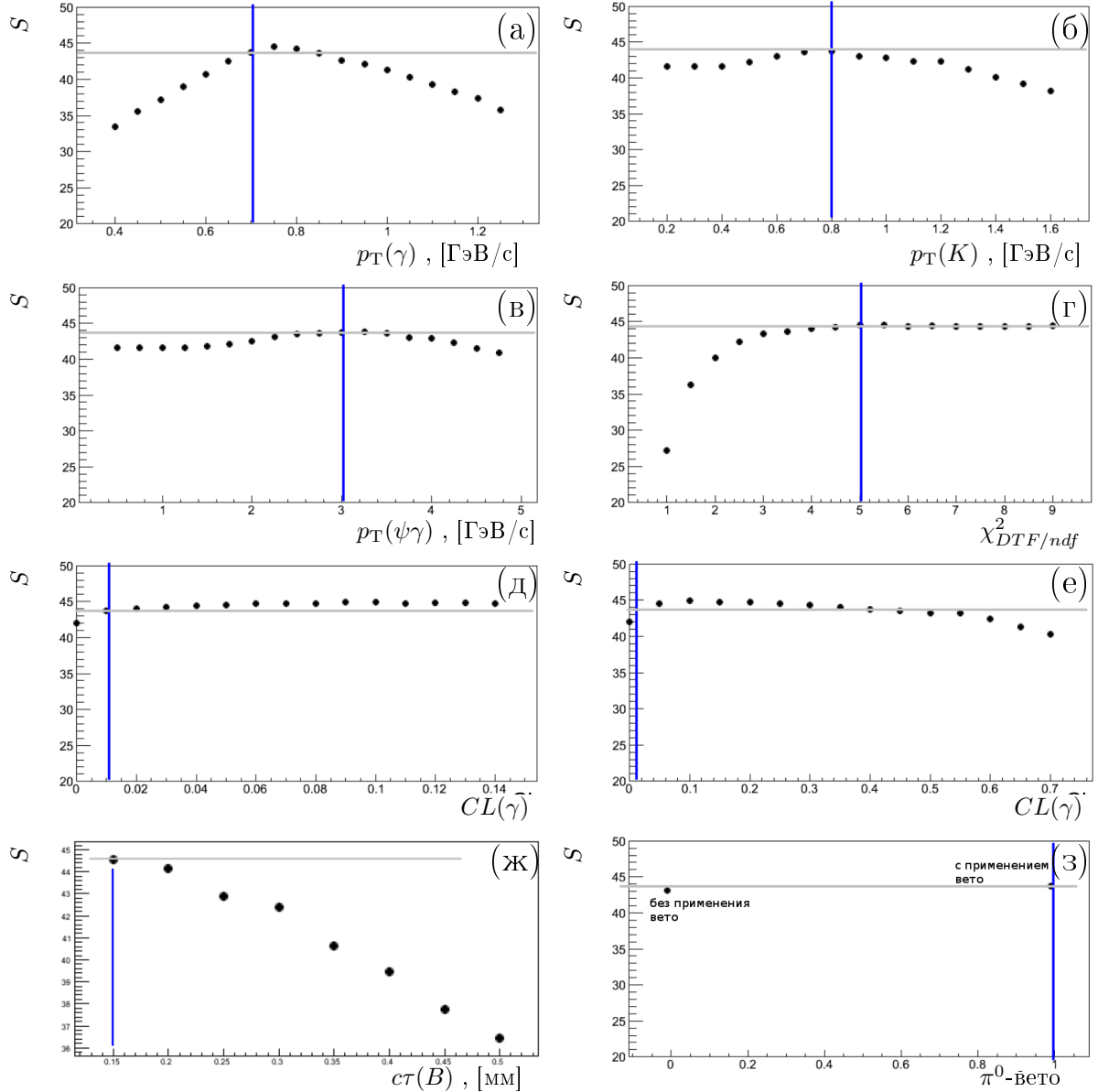


Рис. 2.3: Зависимость статистической значимости, $S = N/\Delta N$, от значения ограничения на (а) $p_T(\gamma)$, (б) $p_T(K)$, (в) $p_T(\psi\gamma)$, (г) $\chi^2_{DTF/ndf}$, (д) $CL(\gamma)$, (е) $CL(\gamma)$, (ж) $c\tau(B)$ и (з) π^0 -вето. Синие вертикальные линии соответствуют выбранным значениям ограничений.

только трек с наилучшим χ^2_{tr}/ndf . Обе частицы должны быть идентифицированы как мюоны. Для этого требуется, чтобы значение переменной мюонной идентификации, определяемое как разница логарифмов вероятностей мюонной и адронной гипотез, удовлетворяло соотношению $\Delta \log \mathcal{L}^{\mu-h} > 0$ (Раздел 1.9.4).

Мюонная пара должна иметь общую вершину хорошего качества с χ^2 аппроксимации менее 20 ($\chi^2_{vtx} < 20$) и находящуюся на расстоянии от соответствующей первичной вершины со значимостью более 5σ ($L_S > 5$). Помимо этого мюонная пара должна иметь инвариантную массу между 3020 и 3135 МэВ/ c^2 .

Таблица 2.2: Критерии отбора событий.

величина	ограничение
χ^2_{tr}/ndf	< 5
Δ^{KL}	> 5000
отбор J/ψ -кандидатов	
$p_T(\mu)$, МэВ/ c	> 550
$\Delta \log \mathcal{L}^{\mu-h}(\mu)$	> 0
$\chi^2_{vtx}(J/\psi)$	< 20
L_S	> 5
$M(\mu^+\mu^-)$, МэВ/ c^2	$\in [3020; 3135]$
отбор фотонов	
$p_T(\gamma)$, МэВ/ c	> 700
CL	> 0.01
$\Delta m_{\gamma\gamma}^{\pi^0}$, МэВ/ c^2	> 10
отбор $\chi_{c1,2}$ -кандидатов	
$p_T(J/\psi\gamma)$, МэВ/ c^2	> 3000
$M(J/\psi\gamma)$, МэВ/ c^2	$\in [3400; 3700]$
отбор K - и π -мезонов	
p_T , МэВ/ c	> 800
χ^2_{IP}	> 4
$\Delta \log \mathcal{L}^{K-\pi}(K)$	> 0
$\Delta \log \mathcal{L}^{\pi-K}(\pi)$	> 0
отбор K^{*0} - и ϕ -кандидатов	
$M(K\pi)$, МэВ/ c^2	$\in [675; 1215]$
$WM(K\pi)_{\pi \rightarrow K}$, МэВ/ c^2	$\notin [1010; 1030]$
$M(KK)$, МэВ/ c^2	$\in [999; 1051]$
отбор B -кандидатов	
χ^2_{DTF}/ndf	< 5
$\chi^2_{DTF,J/\psi\gamma}/ndf$	< 5
$c\tau$, мкм	> 150

Данные массовые окна соответствуют интервалу $[-5\sigma; 3\sigma]$ вблизи номинальной массы, асимметричность интервала позволяет учесть радиационные процессы квантовой электродинамики.

Для формирования χ_c -кандидатов, к отобранным J/ψ -кандидатам добавляется фотон, реконструированный в электромагнитном калориметре как нейтральный кластер с вероятностью (CL) более 1% и имеющий поперечный импульс более 700 МэВ/ c . Для подавления большого комбинаторного фона от рас-

падов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, применяется π^0 -вето: фотоны, которые в сочетании с любым другим фотоном в событии могут сформировать $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ кандидат с массой в пределах $10 \text{ МэВ}/c^2$ около номинальной массы π^0 -мезона [30], не использовались в восстановлении χ_c -мезонов². Комбинация $J/\psi\gamma$ должна иметь поперечный импульс более $3000 \text{ МэВ}/c$ и массу в диапазоне $3400 - 3700 \text{ МэВ}/c^2$.

Затем, чтобы сформировать B^0 -мезон (B_s^0 -мезон), к отобранным χ_c - и J/ψ -кандидатам добавляются комбинации $K^+\pi^-$ (K^+K^-). Идентификация каонов и пионов осуществляется системой детекторов колец Черенковского излучения, описанной в Разделе 1.5. Для идентификации каона требуется, чтобы разница логарифмов вероятностей каонной и пионной гипотез была положительной ($\Delta \log \mathcal{L}^{K-\pi} > 0$). В случае пионов требуется, чтобы положительной была разница логарифмов вероятностей пионной и каонной гипотез ($\Delta \log \mathcal{L}^{\pi-K} > 0$). Как и в случае мюонов, пионы и каоны должны иметь трек хорошего качества с $\chi_{tr}^2/ndf < 5$ и $\Delta^{KL} > 5000$. Адроны должны иметь поперечный импульс больше $800 \text{ МэВ}/c$ и прицельный параметр отличный от нуля со значимостью 2 ($\chi_{IP}^2 > 4$). При отборе K^{*0} -кандидатов инвариантная масса системы каона и пиона должна лежать в диапазоне $675 < M_{K+\pi^-} < 1215 \text{ МэВ}/c^2$. Такой широкий массовый интервал позволяет эффективно отделить резонансный вклад через K^{*0} -мезон от нерезонансного вклада, в то же время верхняя граница интервала равная $1215 \text{ МэВ}/c^2$ позволяет исключить влияние резонансов, имеющих большие массы, как например $K^*(1430)$ -мезон. Для подавления фона от распадов $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2}\phi$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ с последующим распадом $\phi \rightarrow K^+K^-$ и ошибочной идентификацией одного из каонов в качестве пиона, применялось следующее требование: инвариантная масса $K^+\pi^-$ комбинации, вычисленная в предположении, что пионный кандидат является каоном, не должна лежать между 1010 и $1030 \text{ МэВ}/c^2$. При отборе ϕ -мезонов инвариантная масса системы двух каонов должна лежать в диапазоне $999 < M_{K+K^-} < 1051 \text{ МэВ}/c^2$.

Для подавления комбинаторного фона от частиц, рождающихся в первичном протон-протонном взаимодействии, требуется чтобы время распада B -кандидата ($c\tau$) было больше 150 мкм . На заключительном этапе, для улучшения разрешения по массе, заново выполняется аппроксимация четырех-частичной (пяти-частичной) комбинации в общую вершину с использованием процедуры описанной в [65]. При этом применяются дополнительные ограничения: им-

²Массовое разрешение в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ составляет около $8.4 \text{ МэВ}/c^2$ [64].

пульс B^0 -кандидата должен быть направлен из первичной вершины, а масса ди-мюонной пары должна быть равна номинальному значению массы J/ψ -мезона [30]. Уменьшенный χ^2 этой глобальной аппроксимации должен удовлетворять соотношению $\chi_{DTF}^2/ndf < 5$. В каналах распада содержащих в конечном состоянии $\chi_{c1,2}$ -мезон, масса B^0 -кандидата вычисляется с применением аналогичной глобальной аппроксимации с дополнительным требованием: масса комбинации $J/\psi\gamma$ должна быть равна номинальной массе χ_{c1} -мезона (3510.66 ± 0.07 МэВ/ c^2) или χ_{c2} -мезона (3556.20 ± 0.09 МэВ/ c^2) [30]³. Уменьшенный χ^2 этой глобальной аппроксимации также должен удовлетворять соотношению $\chi_{DTF, J/\psi\gamma}^2/ndf < 5$.

2.2 Распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$

Распределения инвариантной массы отобранных $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma K^+\pi^-$ кандидатов показаны на Рис. 2.4 отдельно для χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений. Число сигнальных распадов определялось с помощью аппроксимации данного распределения методом максимального правдоподобия, не зависящего от разбиения на бины. Распределения описывались суммой двух сигналов и фона, представленных двумя функциями Гаусса и экспоненциальной функцией, соответственно. Правый сигнал соответствует моде распада через χ_{c1} -мезон, а левый моде распада через χ_{c2} -мезон. Вследствие малой парциальной ширины распада $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma$ [30], вклад от моды χ_{c0} пренебрежимо мал.

Так как масса B^0 -кандидата вычислялась с требованием чтобы масса комбинации $J/\psi\gamma$ равнялась номинальной массе $\chi_{c1}(\chi_{c2})$ -мезона, то сигнал, соответствующий моде χ_{c2} (χ_{c1}) сдвинут в меньшие (большие) значения относительно номинальной массы B^0 -мезона примерно на 48 МэВ/ c^2 . Данный эффект подтверждается моделированием: на Рис. 2.5 представлены распределения инвариантной массы $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+\pi^-$ кандидатов, полученные на основе данных моделирования. Отношение ширин двух сигналов ($\sigma_{\chi_{c2}}/\sigma_{\chi_{c1}}$) фиксировано к значению, полученному на основе моделирования (1.85 ± 0.04 и 0.58 ± 0.01 в случае χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений, соответственно). Параметры сигналов, определенные с помощью аппроксимации, представлены в Табл. 2.3. Статистическая значимость сигналов определялась как $S = \sqrt{-2 \ln \mathcal{L}_B / \mathcal{L}_{S+B}}$, где $\mathcal{L}_{S+B}$ и $\mathcal{L}_B$

³Далее данное требование называется χ_{c1} - или χ_{c2} -ограничением.

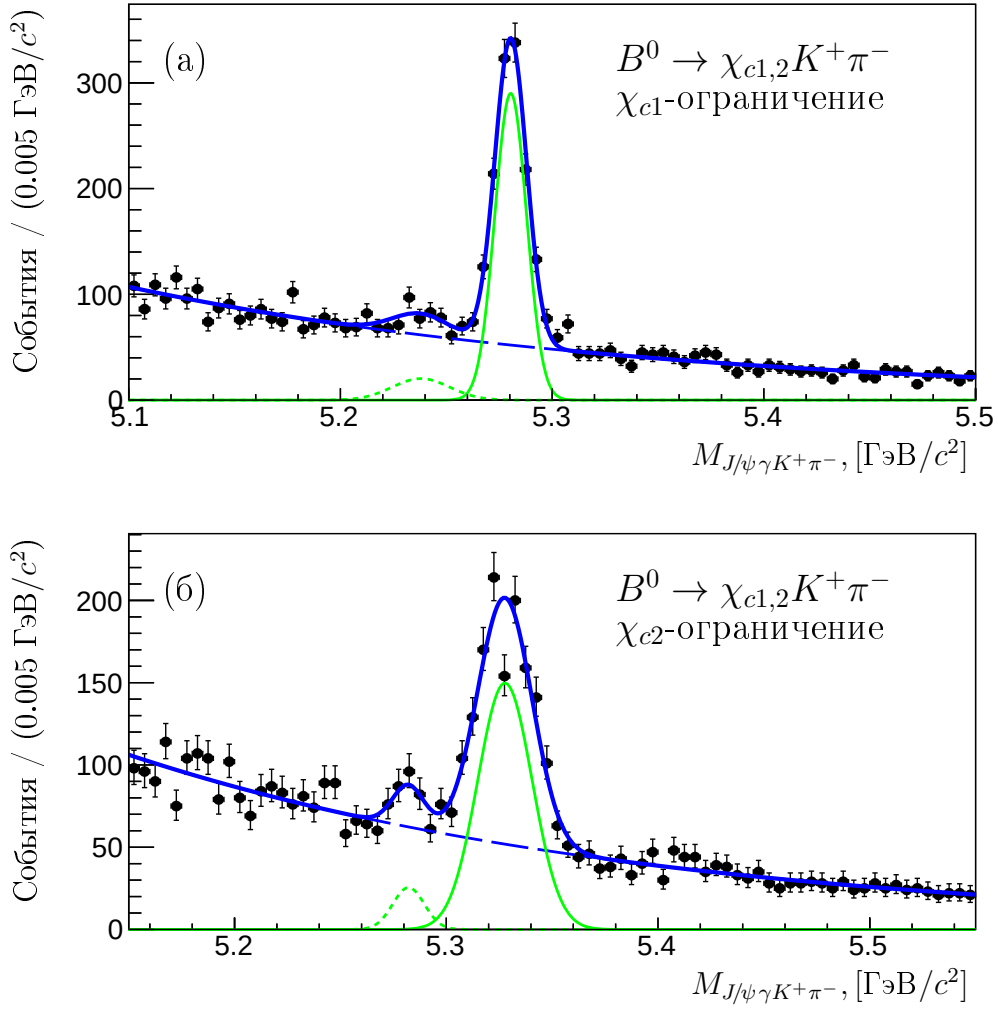


Рис. 2.4: Распределение инвариантной массы $B^0 \rightarrow J/\psi \gamma K^+ \pi^-$ кандидатов с требованием чтобы масса комбинации $J/\psi \gamma$ была равна номинальной массе (а) χ_{c1} - и (б) χ_{c2} -мезона. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения аналитической функцией. Зеленая сплошная (пунктирная) кривая соответствует сигналу в режиме χ_{c1} (χ_{c2}), а штрихованная синяя кривая соответствует фону.

означают вероятности гипотез существования сигнала помимо фона и существования только фона, соответственно.

2.2.1 Промежуточные резонансы

Для исследования резонансной структуры распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$ применялось вычитание фона с использованием статистической техники *sPlot* [66]. На основе распределений массы B^0 -кандидатов, описанных выше, были определены веса для *sPlot* анализа. С помощью этих весов для каждой сигнальной компоненты были получены распределения инвариантной массы комбинаций $\mu^+ \mu^-$,

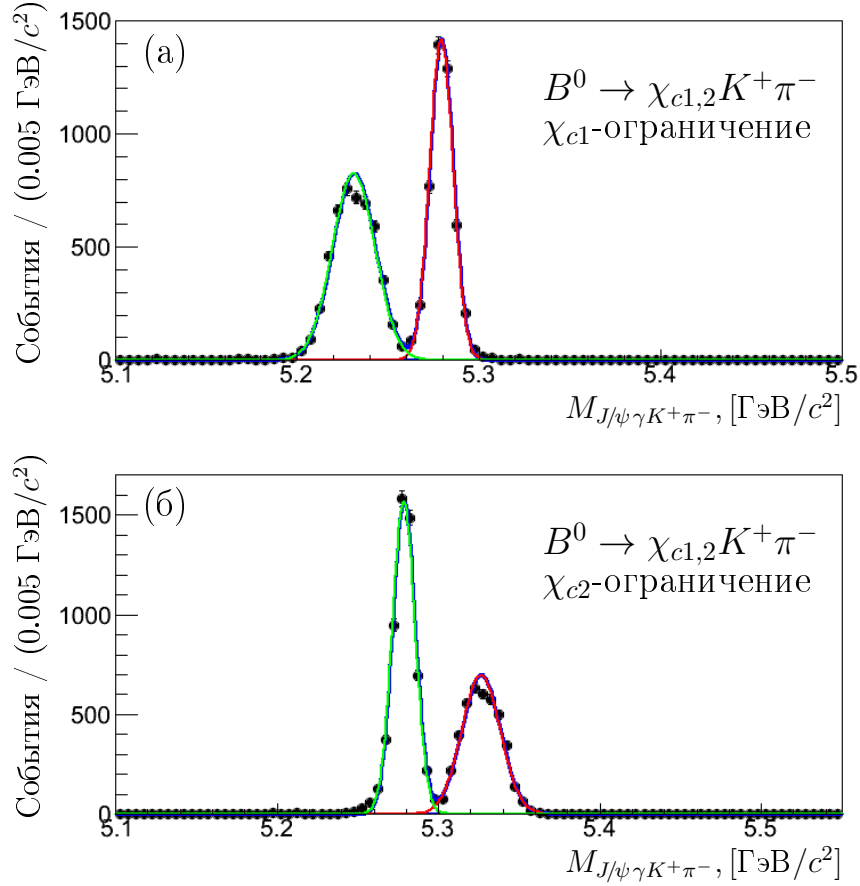


Рис. 2.5: Распределения инвариантной массы $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ кандидатов, полученные на основе данных моделирования, при (а) χ_{c1} - и (б) χ_{c2} -ограничении. Кривые соответствуют результату аппроксимации распределений, красная кривая соответствует сигналу $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, зеленая — $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$.

Таблица 2.3: Количество событий в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$, N , положения сигналов, m , ширины сигналов, σ , и их ожидаемые значения из моделирования, σ^{MC} , статистические значимости сигналов, S , и χ^2/ndf аппроксимации.

мода	N	m , МэВ/ c^2	σ , МэВ/ c^2	σ^{MC} , МэВ/ c^2	S	χ^2/ndf
χ_{c1} -ограничение						
χ_{c1}	1086 ± 40	5280.4 ± 0.3	7.5 ± 0.3	6.48 ± 0.09	45σ	72/73
χ_{c2}	138 ± 29	5238.2 ± 3.9	$1.81\sigma_{\chi_{c1}}$ (фиксировано)	11.8 ± 0.2	4.9σ	
χ_{c2} -ограничение						
χ_{c1}	964 ± 43	5327.7 ± 0.6	12.8 ± 0.6	11.9 ± 0.2	32σ	64/73
χ_{c2}	95 ± 22	5282.2 ± 1.9	$0.58\sigma_{\chi_{c1}}$ (фиксировано)	7.03 ± 0.09	5.1σ	

$J/\psi\gamma$ и $K^+\pi^-$. При этом, при построении распределения инвариантной массы комбинации $\mu^+\mu^-$, отсутствовало требование на то, чтобы масса двух мюонов равнялась номинальной массе J/ψ -мезона. Аналогично, при построении распределения инвариантной массы системы $J/\psi\gamma$, отсутствовало требование на то, чтобы масса системы $J/\psi\gamma$ равнялась номинальной массе $\chi_{c1,2}$ -мезона. Для подавления фона, при построении распределений инвариантной массы комбинаций $\mu^+\mu^-$ и $J/\psi\gamma$, было усилено ограничение на массу системы $K^+\pi^-$ до интервала $50 \text{ MeV}/c^2$ около номинальной массы K^{*0} -мезона. Итоговые распределения сигнальных компонент распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^+\pi^-$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^+\pi^-$ показаны на Рис. 2.6 и Рис. 2.7, соответственно.

Распределение инвариантной массы комбинации $\mu^+\mu^-$ аппроксимировалось суммой модифицированной кривой Гаусса, описывающей сигнал $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, и константы, описывающей возможный нерезонансный вклад. Модифицированная кривая Гаусса описывается формулой [67]:

$$\begin{aligned}
 f_{CB}(m; N, m_0, \sigma, \alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R) = \\
 = N \cdot \begin{cases} A_L(B_L - \frac{m - m_0}{\sigma})^{-n_L} & , m < m_0 - \alpha_L\sigma \\ e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} & , m_0 - \alpha_L\sigma < m < m_0 + \alpha_R\sigma \\ A_R(B_R - \frac{m - m_0}{\sigma})^{-n_R} & , m > m_0 + \alpha_R\sigma \end{cases} \quad (2.5) \\
 A_i = \left(\frac{n_i}{\alpha_i}\right)^{n_i} \cdot e^{-\frac{\alpha_i^2}{2}}, \quad B_i = \frac{n_i}{\alpha_i} - \alpha_i,
 \end{aligned}$$

где параметры N , m_0 и σ соответствуют нормировке, положению и ширине сигнала, соответственно. Параметры α_i и n_i , определяющие отклонение от кривой Гаусса, фиксированы к значениям, определенным из моделирования. Слева от положения сигнала ($m < m_{J/\psi}$) отличие от кривой Гаусса обусловлено излучением фотонов в конечном состоянии при распаде $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, справа от положения сигнала ($m > m_{J/\psi}$) отличия от кривой Гаусса не наблюдается (что соответствует $\alpha_R = +\infty$).

Распределение инвариантной массы комбинации $J/\psi\gamma$ также аппроксимировалось суммой модифицированной кривой Гаусса, описывающей сигнал $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi\gamma$, и константы, описывающей возможный нерезонансный вклад. Параметры α_i и n_i также фиксированы к значениям, определенным из моделирования, только в этом случае форма сигнала отличается от кривой Гаусса справа,

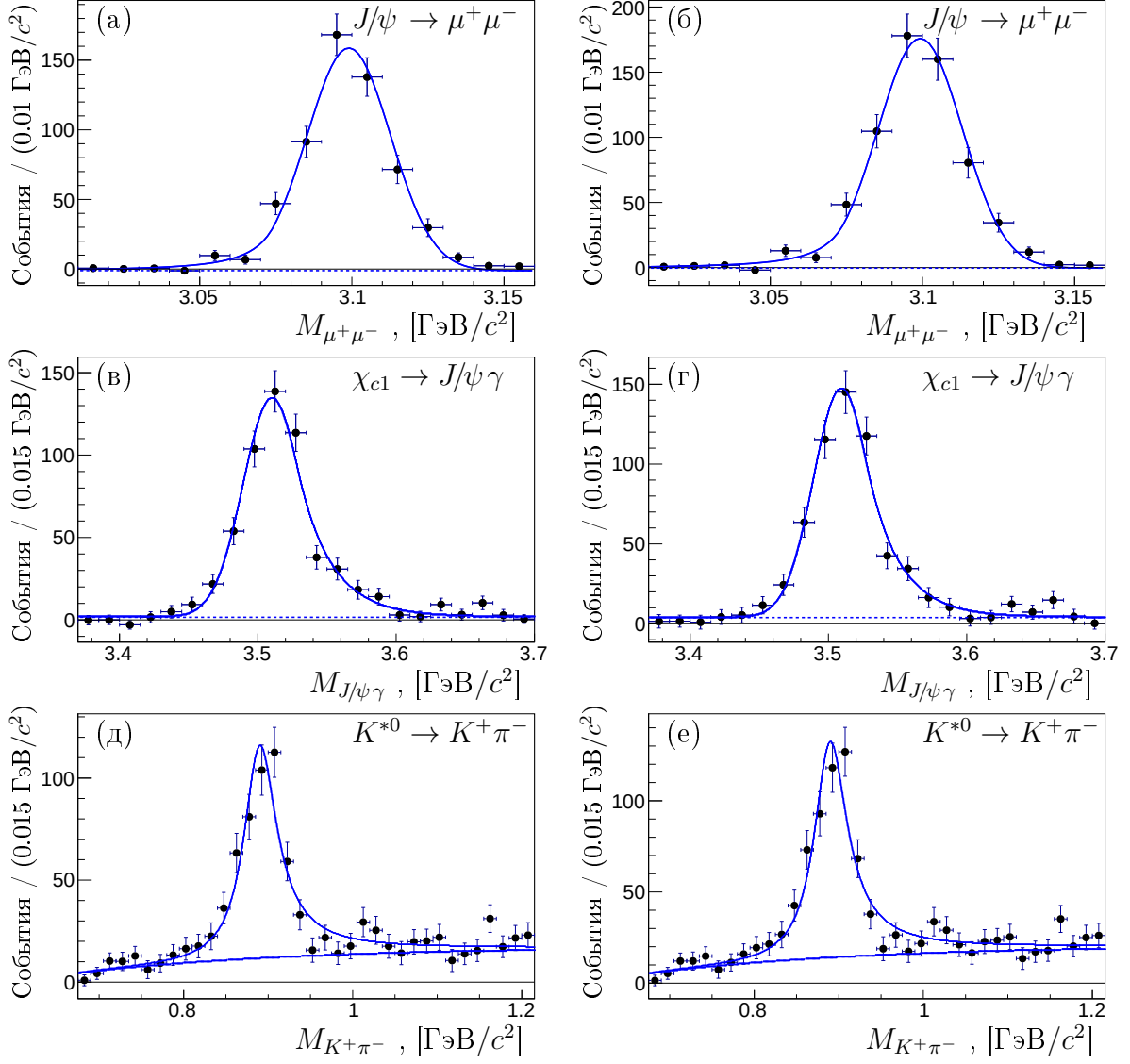


Рис. 2.6: Распределение сигнальной компоненты распада $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ \pi^-$ по инвариантной массе комбинации: (а) $\mu^+ \mu^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении, (б) $\mu^+ \mu^-$, полученное при χ_{c2} -ограничении, (в) $J/\psi \gamma$, полученное при χ_{c1} -ограничении, (г) $J/\psi \gamma$, полученное при χ_{c2} -ограничении, (д) $K^+ \pi^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении и (е) $K^+ \pi^-$, полученное при χ_{c2} -ограничении. Сплошная кривая показывает результат аппроксимации распределений аналитическими функциями, штрихованная кривая соответствует нерезонансным компонентам.

а не слева от положения сигнала. При рассмотрении сигнала $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$, его положение фиксируется к сумме разницы номинальных масс χ_{c2} - и χ_{c1} -мезонов и положению сигнала $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, определенного ранее при рассмотрении сигнала $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$. Ширина данного сигнала фиксируется к произведению ширины сигнала $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, определенной ранее, и фактора, соответствующего отношению ширин сигналов $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ и $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, определенного из моделирования.

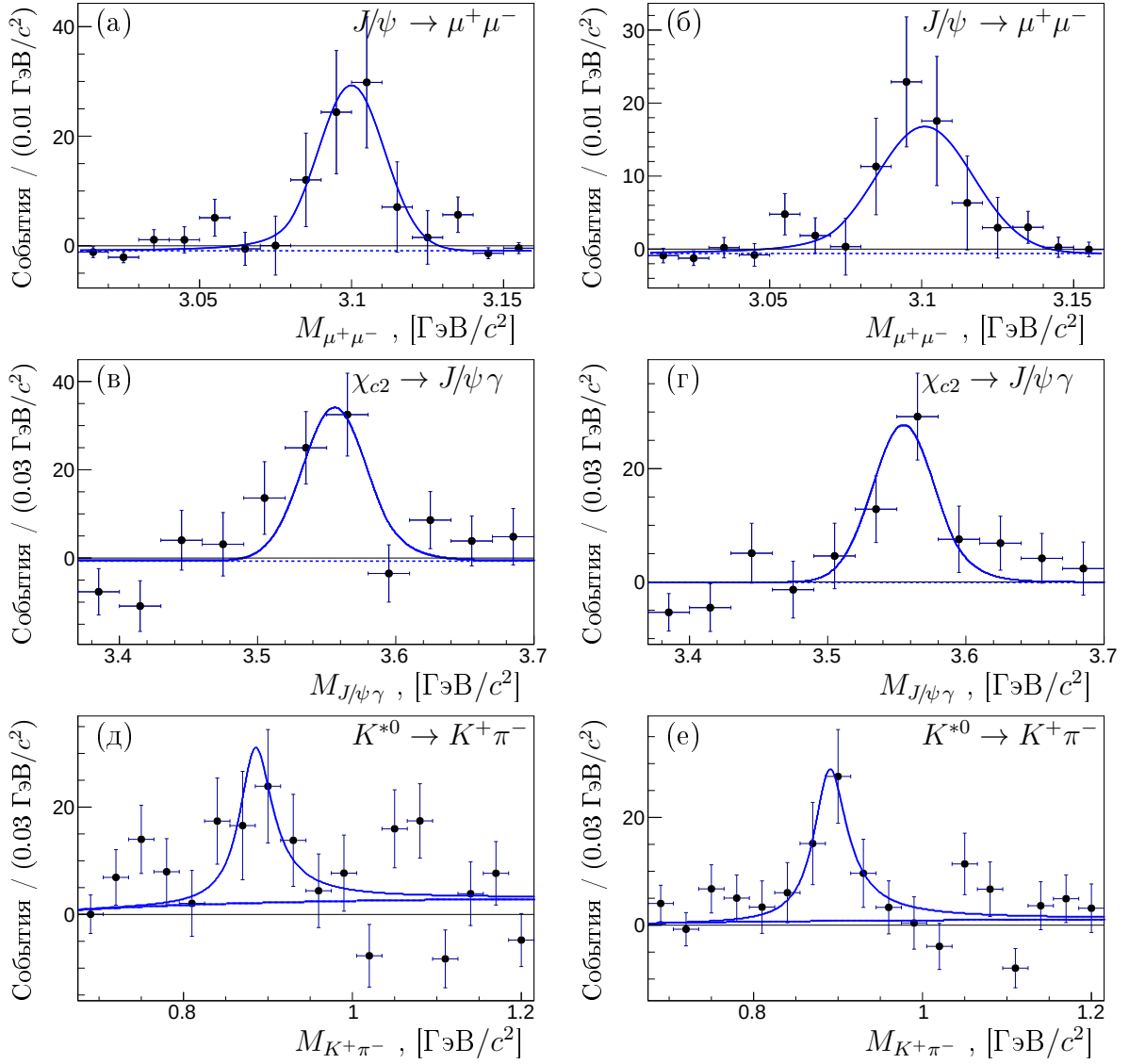


Рис. 2.7: Распределение сигнальной компоненты распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ \pi^-$ по инвариантной массе комбинации: (а) $\mu^+ \mu^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении, (б) $\mu^+ \mu^-$, полученное при χ_{c2} -ограничении, (в) $J/\psi \gamma$, полученное при χ_{c1} -ограничении, (г) $J/\psi \gamma$, полученное при χ_{c2} -ограничении, (д) $K^+ \pi^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении и (е) $K^+ \pi^-$, полученное при χ_{c2} -ограничении. Сплошная кривая показывает результат аппроксимации распределений аналитическими функциями, штрихованная кривая соответствует нерезонансным компонентам.

Распределение инвариантной массы комбинации $K^+ \pi^-$ аппроксимировалось суммой релятивистской функции Брейта-Вигнера в Р-волне, описывающей сигнал, и нерезонансной компоненты в параметризации LASS [68]. Релятивистская

функция Брейта-Вигнера в Р-волне описывается формулой:

$$f_{RelBW}(m; N, m_0, \Gamma_0) = N \times \frac{1}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2} \times PhSp(m) ,$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0} \right)^3 \frac{m_0}{m} , \quad (2.6)$$

где m_0 и Γ_0 соответствуют массе и натуральной ширине K^{*0} -мезона, $PhSp(m)$ — фазовый объем в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$ в зависимости от массы комбинации $K^+ \pi^-$, а q и q_0 — импульс каона в системе покоя $K^+ \pi^-$ при массе комбинации $K^+ \pi^-$ равной m и m_0 , соответственно. Масса и натуральная ширина K^{*0} -мезона фиксированы к номинальным значениям [30]. Нерезонансный вклад в S-волне в параметризации LASS описывается следующим образом:

$$f_{LASS}(m; N, a, r, m_0, \Gamma_0) = N \times \frac{pm}{q} \times \left[\frac{1}{cot\delta_B - i} + e^{2i\delta_B} \frac{1}{cot\delta_R - i} \right] , \quad (2.7)$$

$$cot\delta_B = \frac{1}{aq} + \frac{rq}{2} , \quad cot\delta_R = \frac{m_0^2 - m^2}{m_0 \Gamma} , \quad \Gamma = \Gamma_0 \frac{q}{q_0} \frac{m_0}{m} ,$$

где m_0 и Γ_0 соответствуют массе и натуральной ширине $K_0^*(1430)$ -мезона, а p — импульс комбинации $K^+ \pi^-$ в системе покоя B -мезона.

Результаты аппроксимации распределений инвариантных масс комбинаций $\mu^+ \mu^-$, $J/\psi \gamma$ и $K^+ \pi^-$ представлены в Табл. 2.4. В распределениях инвариантной массы комбинаций $\mu^+ \mu^-$ и $J/\psi \gamma$ нерезонансный вклад хорошо согласуется с нулем, а положения и ширины сигналов J/ψ -, χ_{c1} - и χ_{c2} -мезонов хорошо согласуются с номинальными значениями и значениями, ожидаемыми из моделирования. Значения, соответствующие количеству событий, определенные с χ_{c1} - или χ_{c2} -ограничениями, хорошо согласуются между собой или, как в случае $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$, по крайней мере не противоречат друг другу. Этот недостаток процедуры *sPlot* также виден на Рис. 2.7(в,г) по нескольким точкам с отрицательными весами в районе малых масс комбинации $J/\psi \gamma$. В то же время, резонансная структура четко видна в обоих случаях.

В свою очередь в распределении инвариантной массы комбинации $K^+ \pi^-$ помимо компоненты K^{*0} присутствует значимый нерезонансный вклад. Поэтому резонансный вклад $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ определялся путем аппроксимации, описанной выше.

Таблица 2.4: Результаты аппроксимации распределений инвариантных масс комбинаций $\mu^+\mu^-$, $J/\psi\gamma$ и $K^+\pi^-$: количество резонансных событий, N , положения пиков, m , их ширины, σ (в случае K^{*0} натуральная ширина, Γ), уровень нерезонансной компоненты, B (в случае K^{*0} доля нерезонансного вклада, f) и χ^2/ndf аппроксимации.

резонанс	N	m , МэВ/ c^2	$\sigma(\Gamma)$, МэВ/ c^2	$B(f)$	χ^2/ndf
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, χ_{c1} -ограничение					
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$	521 ± 29	3511 ± 1	20.9 ± 1.4	1.6 ± 1.0	23/18
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	565 ± 29	3099 ± 1	13.7 ± 0.7	-1.2 ± 0.6	24/11
$K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	566 ± 31	894 ± 2	48.7 (фиксировано)	$(46 \pm 2)\%$	33/31
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, χ_{c2} -ограничение					
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$	543 ± 32	3510 ± 1	20.3 ± 1.4	3.9 ± 1.3	16/18
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	628 ± 34	3099 ± 1	13.9 ± 0.8	-0.4 ± 0.8	21/11
$K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	504 ± 32	892 ± 2	48.7 (фиксировано)	$(46 \pm 3)\%$	37/33
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$, χ_{c1} -ограничение					
$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma$	69 ± 17	$m_{\chi_{c1}} + 45.5$ (фиксировано)	$1.11\sigma_{\chi_{c1}}$ (фиксировано)	-0.7 ± 2.2	14/9
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	85 ± 24	3100 ± 3	11 ± 4	-0.9 ± 0.5	11/11
$K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	70 ± 24	888 ± 13	48.7 (фиксировано)	$(35 \pm 19)\%$	27/15
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$, χ_{c2} -ограничение					
$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma$	53 ± 13	$m_{\chi_{c1}} + 45.5$ (фиксировано)	$1.11\sigma_{\chi_{c1}}$ (фиксировано)	-0.1 ± 1.6	8.9/9
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	70 ± 18	3101 ± 4	16 ± 6	-0.6 ± 0.7	8/11
$K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	66 ± 19	893 ± 8	48.7 (фиксировано)	$(16 \pm 23)\%$	17/15

2.2.2 Сравнение результатов полученных с χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениями

Количества событий, полученные с помощью аппроксимации распределений инвариантных масс распадов $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma K^+\pi^-$ и комбинаций $K^+\pi^-$ при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, сравнивались между собой. Так как эти значения получены при разных требованиях на массу комбинации $J/\psi\gamma$, используемых в ограничении $\chi^2_{DTF, J/\psi\gamma}/\text{ndf} < 5$, была сделана поправка на фактор f_{corr} , соответствующую

Таблица 2.5: Сравнение чисел распадов, N , поправленных на фактор f_{corr} , учитывающий разные эффективности χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений, N_{corr} , и их разница Δ_N .

ограничение	N	f_{corr}	N_{corr}	Δ_N
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ \pi^-$				
χ_{c1}	1086 ± 40	—	1086 ± 40	16
χ_{c2}	964 ± 43	1.11 ± 0.01	1070 ± 48	
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$				
χ_{c1}	566 ± 31	—	566 ± 31	7
χ_{c2}	504 ± 32	1.11 ± 0.01	559 ± 37	
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ \pi^-$				
χ_{c1}	138 ± 29	1.14 ± 0.01	157 ± 33	62
χ_{c2}	95 ± 22	—	95 ± 22	
распад $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$				
χ_{c1}	70 ± 24	1.14 ± 0.01	80 ± 27	14
χ_{c2}	66 ± 19	—	66 ± 19	

ций разным эффективностям χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений. Данный фактор определялся из моделирования отдельно для χ_{c1} - и χ_{c2} -мод распада и представлен в Табл. 2.5. Значения, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях и поправленные на фактор f_{corr} , также представлены в Табл. 2.5. В случае распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ \pi^-$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ значения, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, находятся в согласии друг с другом. В финальном анализе используется число событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, полученное при χ_{c1} -ограничении, в силу меньшей статистической неопределенности. В случае распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ \pi^-$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ для достоверного сравнения значений (ввиду малой статистики), полученных при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, было проведено упрощенное моделирование.

В рамках упрощенного моделирования проводились серии псевдо-экспериментов, в которых имитировалось распределение инвариантной массы B -кандидатов при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях. На их основе значения, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях и поправленные на фактор f_{corr} , сравнивались между собой и, по результатам серии псевдо-экспериментов, определялось стандартное отклонение их разницы от нуля. Более подробное описание данной процедуры представлено ниже.

Псевдо-распределения инвариантной массы B -мезонов получались путем сложения сигнальных компонент распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$ и фоновой ком-

поненты. Для имитации сигнальной компоненты распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ \pi^-$ использовались данные моделирования. Весь имеющийся объем данных моделирования был разделен на равные части между всеми псевдо-экспериментами. В каждой части число событий было равно числу событий в анализируемых данных (Табл. 2.3). Количество получившихся частей определяло количество псевдо-экспериментов. Затем на события из данных моделирования накладывались $\chi_{c1}(\chi_{c2})$ -ограничения, включая ограничения на $\chi^2_{DTF,J/\psi\gamma}/ndf < 5$. Таким образом были получены псевдо-распределения инвариантной массы B -кандидатов при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях для сигнальной компоненты распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ \pi^-$. Данный способ имитации компоненты $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ \pi^-$ позволяет учесть корреляцию между числом сигнальных событий наблюдаемых при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях.

Для имитации сигнальной компоненты распада $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ \pi^-$ в каждом псевдо-эксперименте генерировалось два независимых распределения, соответствующих χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениям. Данные распределения генерировались в виде функций Гаусса. Все параметры функций Гаусса, включая число событий, были в пределах ошибок равны значениям, определенным из данных (Табл. 2.3).

Для имитации фоновой компоненты в каждом псевдо-эксперименте генерировалось два независимых распределения, соответствующих χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениям. Данные распределения генерировались в виде экспоненциальных функций. Все параметры экспоненциальной функции, включая число событий, были в пределах ошибок равны значениям, определенным из данных (Табл. 2.3).

Полученные псевдо-распределения для сигнальных компонент распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$ и фоновой компоненты складывались в одно общее распределение (отдельно для случаев χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничения). Итоговые псевдо-распределения инвариантной массы B -кандидатов аппроксимировались тем же способом, что и при анализе данных, полученных в эксперименте. В каждом псевдо-эксперименте числа событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ \pi^-$, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, корректировались на фактор f_{corr} и затем сравнивались между собой. Распределение разницы между поправленными значениями $\Delta_N = N_{\chi_{c1}-constr}^{corr} - N_{\chi_{c2}-constr}^{corr}$ показано на Рис. 2.8. Данное распределение аппроксимировалось функцией Гаусса. Положение функции Гаусса сравнимо с нулем, а ширина равна 39 ± 2 , что было взято за одно стандартное откло-

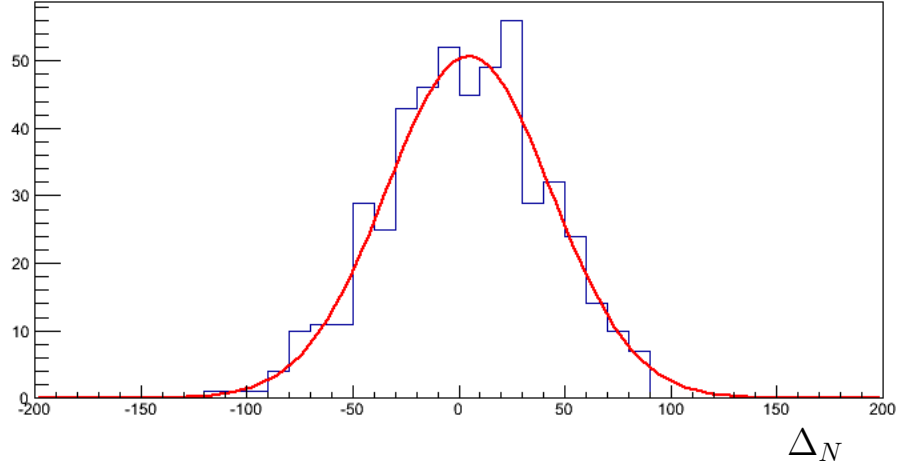


Рис. 2.8: Распределение разницы $\Delta_N = N_{corr}^{\chi_{c1}-constr} - N_{corr}^{\chi_{c2}-constr}$ для распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^+\pi^-$, полученной в серии псевдо-экспериментов.

нение разницы Δ_N от нуля (σ_{Δ_N}). Таким образом числа событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^+\pi^-$, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, согласуются в пределах $62/39 = 1.6$ стандартных отклонений.

Число событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0}$ в анализируемых данных примерно в два раза меньше чем число событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^+\pi^-$ (Табл. 2.3 и 2.4). Поэтому в качестве стандартного отклонения разницы Δ_N от нуля в резонансных распадах было взято определенное ранее стандартное отклонение σ_{Δ_N} деленное на фактор $\sqrt{2}$: $39/\sqrt{2} = 28$. Таким образом числа событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0}$, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, согласуются в пределах $14/28 = 0.5$ стандартных отклонений. В финальном анализе используется число событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0}$, полученное при χ_{c2} -ограничении, в силу меньшей статистической неопределенности.

Для проверки описанного выше сравнения, процедура аппроксимации распределения инвариантной массы комбинации $K^+\pi^-$ была воспроизведена на данных моделирования. Распределения инвариантной массы комбинации $K^+\pi^-$ в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^+\pi^-$, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, показаны на Рис. 2.9. Полученные значения количества событий, поправленные на фактор f_{corr} , равны 3271 ± 49 и 3265 ± 51 , соответственно, и находятся в согласии между собой.

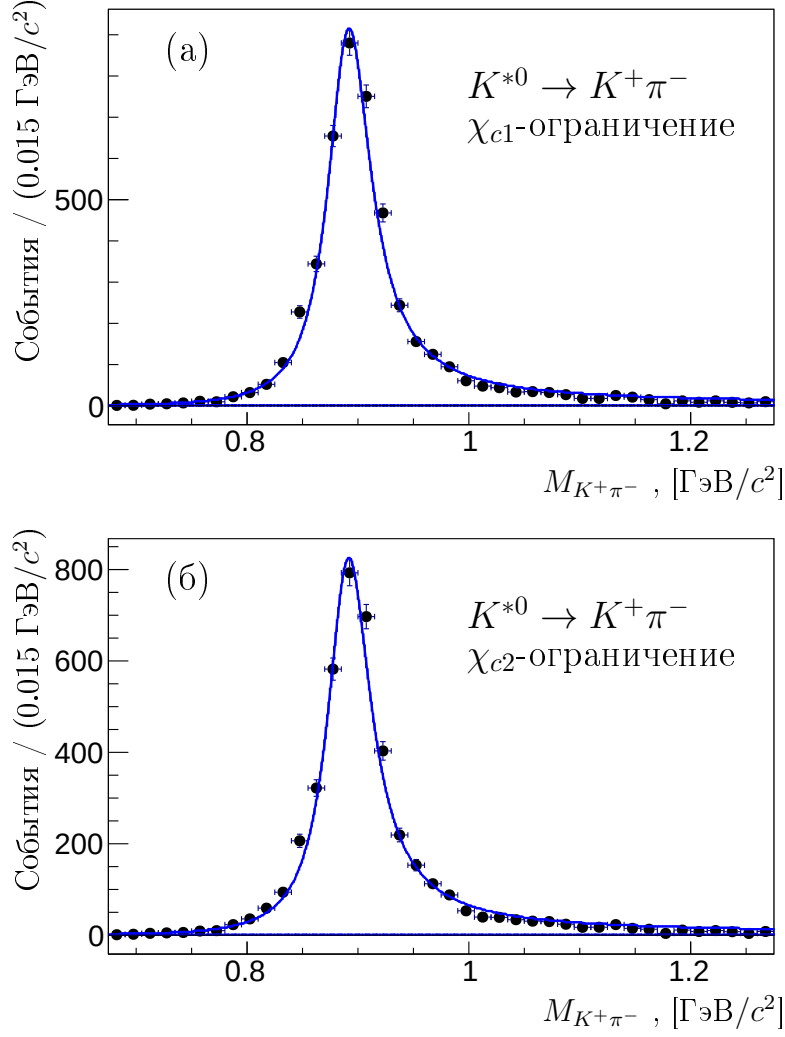


Рис. 2.9: Распределение инвариантной массы комбинации $K^+ \pi^-$ в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ \pi^-$, полученное с использованием данных моделирования при (а) χ_{c1} - и (б) χ_{c2} -ограничениях.

2.3 Распад $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

Распад $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ использовался в качестве нормировочного канала. Следственно, определение количества резонансных событий максимально повторяет процедуру, описанную в Разд. 2.2. Распределение инвариантной массы отобранных $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ кандидатов показано на Рис. 2.10. Число сигнальных распадов определялось с помощью аппроксимации данного распределения методом максимального правдоподобия, не зависящего от разбиения на бины. Распределение описывалось суммой сигнала, представленного модифицированной функцией Гаусса (Ур. 2.5), фона, представленного экспоненциальной функцией, и вклада от распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$, представленного также

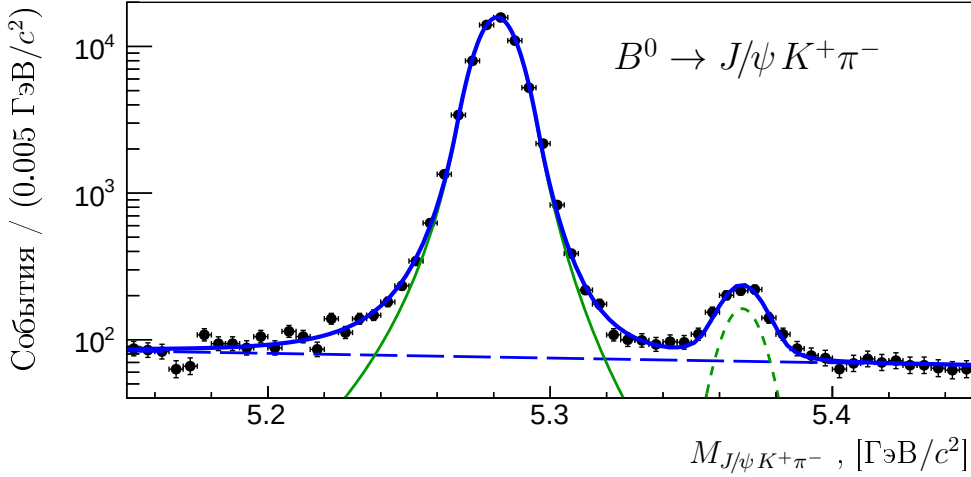


Рис. 2.10: Распределение инвариантной массы $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ кандидатов. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения аналитической функцией. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, зеленая пунктирная кривая соответствует распаду $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$, а штрихованная синяя кривая соответствует фону.

Таблица 2.6: Количество событий в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$, N , положение сигнала, m , ширина сигнала, σ , и ее ожидаемое значения из моделирования, σ^{MC} .

N	m , МэВ/ c^2	σ , МэВ/ c^2	σ^{MC} , МэВ/ c^2
63162 ± 265	5281.3 ± 0.1	7.69 ± 0.03	6.49 ± 0.03

модифицированной функцией Гаусса. Разница между положениями сигналов $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ фиксировалась к разнице номинальных масс B^0 - и B_s^0 -мезонов [30], а все остальные параметры модифицированных кривых Гаусса выбирались одинаковыми. Параметры сигнала, определенные с помощью аппроксимации, представлены в Табл. 2.6.

2.3.1 Промежуточные резонансы

Резонансный вклад в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, также как и в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$, определялся с использованием статистической техники *sPlot* (Разд. 2.2.1). Соответствующее распределение инвариантной массы комбинации $K^+ \pi^-$ для сигнальной компоненты показано на Рис. 2.11, а параметры, определенные с помощью аппроксимации, представлены в Табл. 2.7.

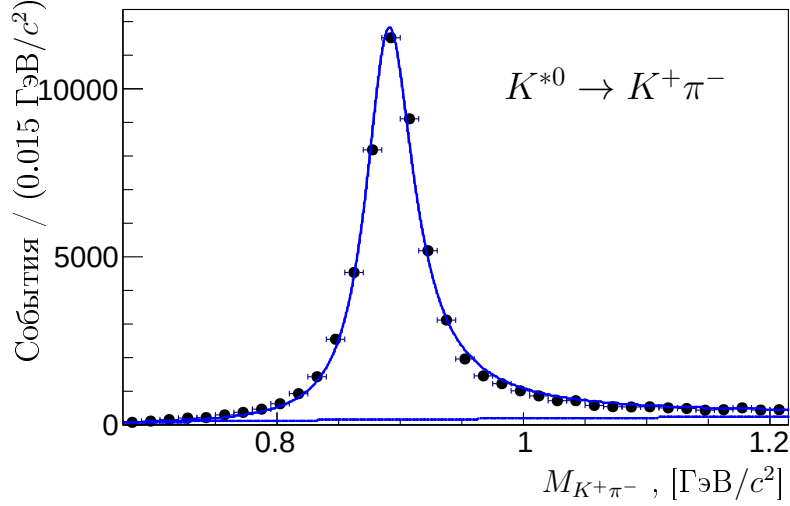


Рис. 2.11: Распределение инвариантной массы комбинации $K^+\pi^-$ в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$. Сплошная кривая показывает результат аппроксимации распределений аналитическими функциями, штрихованная кривая соответствует нерезонансной компоненте.

Таблица 2.7: Результаты аппроксимации распределения инвариантной массы комбинации $K^+\pi^-$ в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$: количество резонансных событий, N , положение сигнала, m , его натуральная ширина, Γ , и доля нерезонансного вклада, f .

N	$m, \text{ МэВ}/c^2$	$\Gamma, \text{ МэВ}/c^2$	f
56707 ± 279	893.1 ± 0.2	$48.7_{\text{(фиксировано)}}$	$(8.6 \pm 0.2)\%$

2.4 Распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$

Распределения инвариантной массы отобранных $B_s^0 \rightarrow J/\psi \gamma K^+ K^-$ кандидатов показаны на Рис. 2.12 отдельно для χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений. Как и в Разд. 2.2, число сигнальных распадов определялось с помощью аппроксимации данного распределения методом максимального правдоподобия, не зависящего от разбиения на бины. Распределения описывались суммой сигнала и фона, представленных функцией Гаусса и экспоненциальной функцией, соответственно. Вследствие малой парциальной ширины распада $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma$ [30], вклад от моды χ_{c0} пренебрежимо мал. Вклад от моды χ_{c2} ожидается сильно подавленным относительно моды χ_{c1} и, вследствие малой статистики, не включен в модель аппроксимации. Распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ наблюдался впервые.

Так как при χ_{c2} -ограничении масса B_s^0 -кандидата вычислялась с требова-

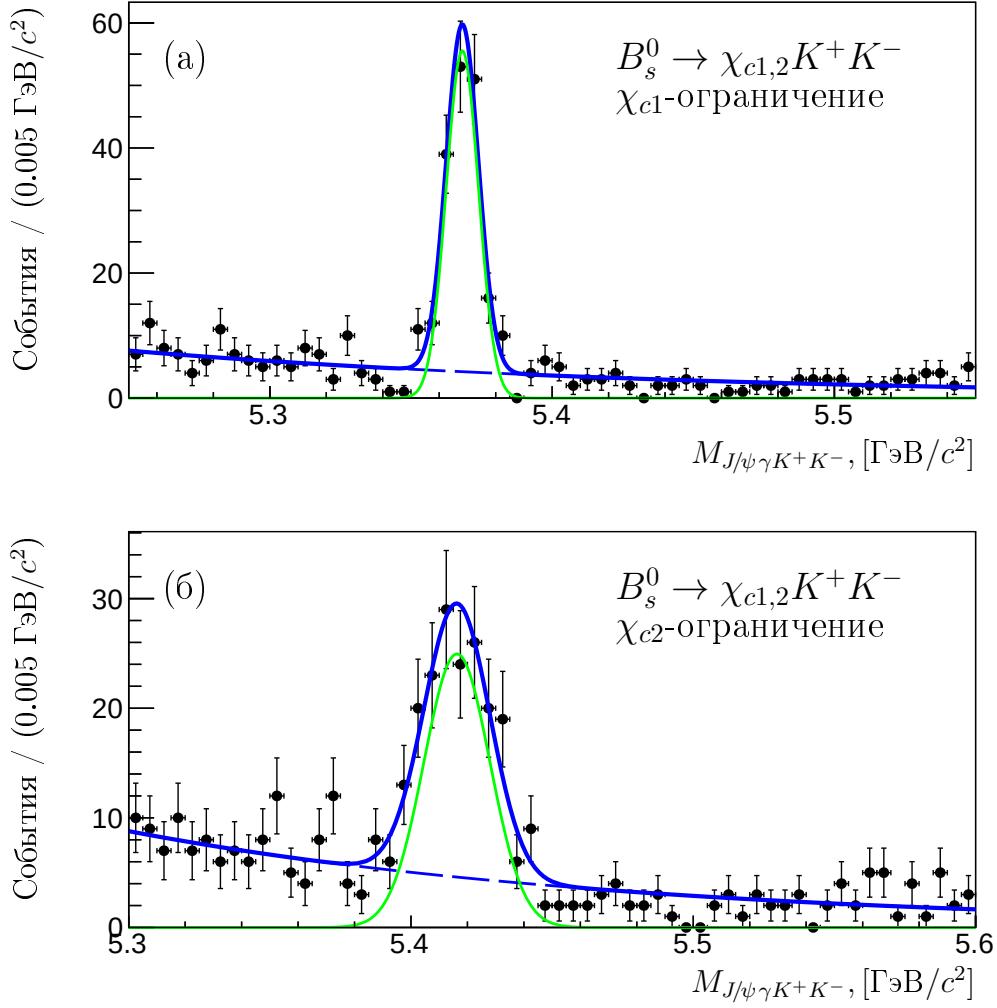


Рис. 2.12: Распределение инвариантной массы $B_s^0 \rightarrow J/\psi \gamma K^+ K^-$ кандидатов с требованием чтобы масса комбинации $J/\psi \gamma$ была равна номинальной массе (а) χ_{c1} - и (б) χ_{c2} -мезона. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения аналитической функцией. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу в моде χ_{c1} , а штрихованная синяя кривая соответствует фону.

нием чтобы масса $J/\psi \gamma$ равнялась номинальной массе χ_{c2} , то, как и в случае распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$ (Разд. 2.2), сигнал $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ сдвинут в большие значения масс относительно номинальной массы B_s^0 -мезона примерно на 48 МэВ/с². Параметры сигнала, определенные с помощью аппроксимации, представлены в Табл. 2.8. Статистическая значимость сигнала определялась как $S = \sqrt{-2 \ln \mathcal{L}_B / \mathcal{L}_{S+B}}$, где $\mathcal{L}_{S+B}$ и $\mathcal{L}_B$ означают вероятности гипотез существования сигнала помимо фона и существования только фона, соответственно.

Таблица 2.8: Количество событий в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$, N , положения сигналов, m , ширины сигналов, σ , и их ожидаемые значения из моделирования, σ^{MC} , статистические значимости сигналов, S , и χ^2/ndf аппроксимации.

ограничение	N	m , МэВ/ c^2	σ , МэВ/ c^2	σ^{MC} , МэВ/ c^2	S	χ^2/ndf
χ_{c1}	159 ± 14	5368.2 ± 0.5	5.7 ± 0.5	6.24 ± 0.07	20σ	67/55
χ_{c2}	146 ± 15	5416.3 ± 1.3	11.7 ± 1.0	11.5 ± 0.1	14σ	47/55

2.4.1 Промежуточные резонансы

Для исследования резонансной структуры распадов $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ K^-$ применялось вычитание фона с использованием статистической техники *sPlot* [66], максимально повторяющее процедуру, описанную в Разд. 2.2.1. На основе распределений массы B_s^0 -кандидатов, описанных выше, были определены веса для *sPlot* анализа. С помощью этих весов для каждой сигнальной компоненты были получены распределения инвариантной массы комбинаций $\mu^+ \mu^-$, $J/\psi \gamma$ и $K^+ K^-$. При этом, при построении распределения инвариантной массы комбинации $\mu^+ \mu^-$, отсутствовало требование на то, чтобы масса двух мюонов равнялась номинальной массе J/ψ -мезона. Аналогично, при построении распределения инвариантной массы системы $J/\psi \gamma$, отсутствовало требование на то, чтобы масса системы $J/\psi \gamma$ равнялась номинальной массе $\chi_{c1,2}$ -мезона. Для подавления фона, при построении распределений инвариантной массы комбинаций $\mu^+ \mu^-$ и $J/\psi \gamma$, было усилено ограничение на массу системы $K^+ K^-$ до интервала 10 МэВ/ c^2 около номинальной массы ϕ -мезона. Итоговые распределения сигнальной компоненты распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ показаны на Рис. 2.13.

Распределение инвариантной массы комбинации $\mu^+ \mu^-$ аппроксимировалось суммой модифицированной кривой Гаусса (Ур. 2.5), описывающей сигнал $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, и константы, описывающей возможный нерезонансный вклад. Параметры α_i и n_i , определяющие отклонение от кривой Гаусса, фиксированы к значениям определенным из моделирования. Слева от положения сигнала ($m < m_{J/\psi}$) отличие от кривой Гаусса обусловлено излучением фотонов в конечном состоянии при распаде $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, справа от положения сигнала ($m > m_{J/\psi}$) отличия от кривой Гаусса не наблюдается (что соответствует $\alpha_R = +\infty$).

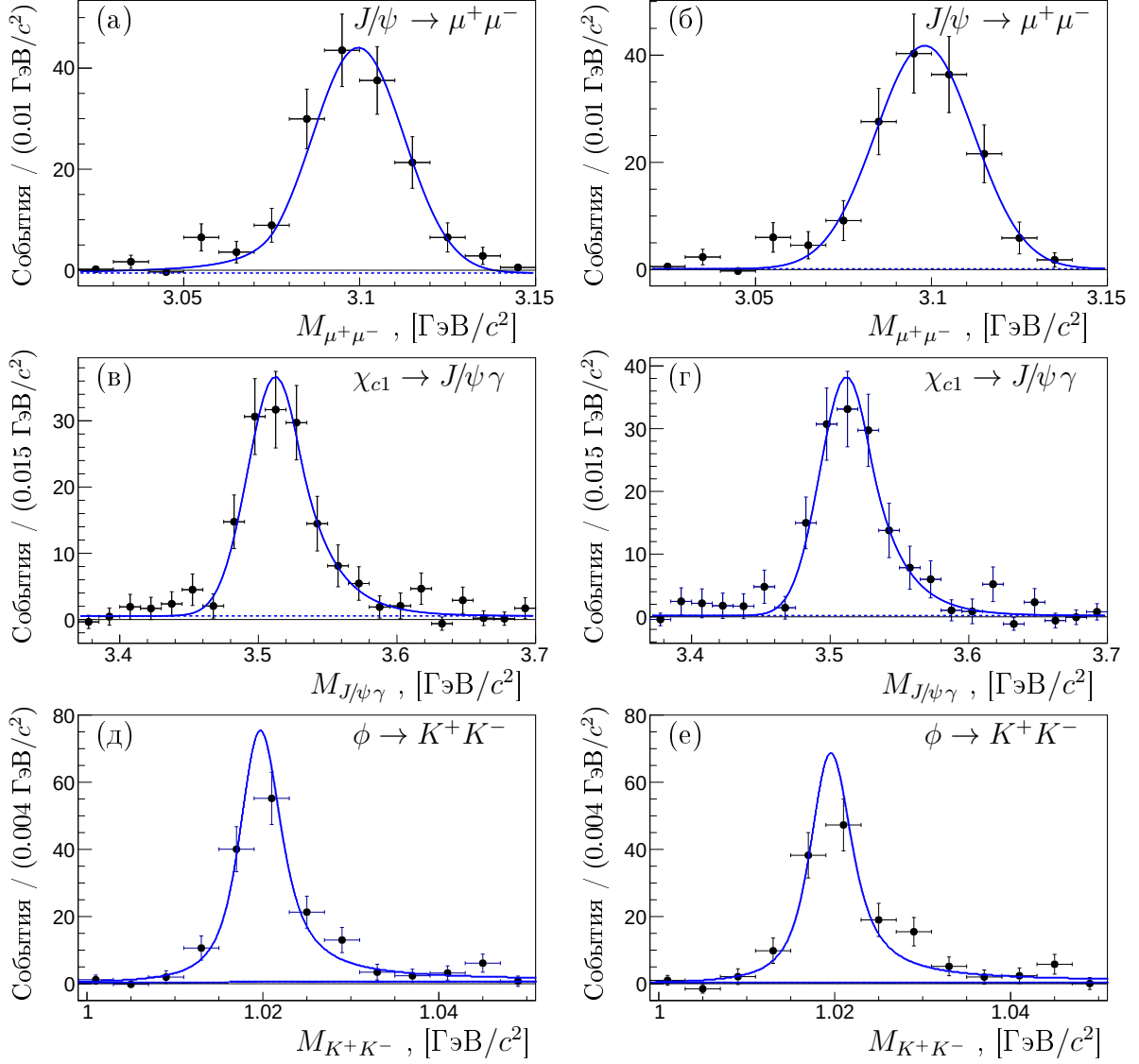


Рис. 2.13: Распределение сигнальной компоненты распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ по инвариантной массе комбинации: (а) $\mu^+ \mu^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении, (б) $\mu^+ \mu^-$, полученное при χ_{c2} -ограничении, (в) $J/\psi \gamma$, полученное при χ_{c1} -ограничении, (г) $J/\psi \gamma$, полученное при χ_{c2} -ограничении, (д) $K^+ K^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении и (е) $K^+ K^-$, полученное при χ_{c2} -ограничении. Сплошная кривая показывает результат аппроксимации распределений аналитическими функциями, штрихованная кривая соответствует нерезонансным компонентам.

Распределение инвариантной массы комбинации $J/\psi \gamma$ также аппроксимировалось суммой модифицированной кривой Гаусса, описывающей сигнал $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$, и константы, описывающей возможный нерезонансный вклад. Параметры α_i и n_i (Ур. 2.5), также фиксированы к значениям, определенным из моделирования, только в этом случае форма сигнала отличается от кривой Гаусса справа, а не слева от положения сигнала.

Распределение инвариантной массы комбинации $K^+ K^-$ аппроксимирова-

Таблица 2.9: Результаты аппроксимации распределений инвариантных масс комбинаций $\mu^+\mu^-$, $J/\psi\gamma$ и K^+K^- : количество резонансных событий, N , положения пиков, m , их ширины, σ (в случае ϕ натуральная ширина, Γ), уровень нерезонансной компоненты, B (в случае ϕ доля нерезонансного вклада, f) и χ^2/ndf аппроксимации.

резонанс	N	m , МэВ/ c^2	$\sigma(\Gamma)$, МэВ/ c^2	$B(f)$	χ^2/ndf
распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, χ_{c1} -ограничение					
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$	135 ± 16	3512 ± 2	20.2 ± 2.1	0.5 ± 0.4	14/18
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	145 ± 14	3100 ± 1	13.0 ± 1.3	-6.3 ± 2.2	15/9
$\phi \rightarrow K^+K^-$	146 ± 14	1019.6 ± 0.4	4.26 (фиксировано)	$(3.3 \pm 5.1)\%$	8.6/10
распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, χ_{c2} -ограничение					
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$	137 ± 14	3512 ± 2	19.2 ± 2.0	0.2 ± 0.4	16/18
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	145 ± 14	3098 ± 1	14.0 ± 1.2	1.6 ± 3.5	9.1/8
$\phi \rightarrow K^+K^-$	133 ± 14	1019.6 ± 0.4	4.26 (фиксировано)	$(1.5 \pm 6.6)\%$	13/10

лось суммой сигнального распада $\phi \rightarrow K^+K^-$ и нерезонансной компоненты. Сигнальный распад $\phi \rightarrow K^+K^-$ описывался релятивистской функцией Брейта-Вигнера в Р-волне (Ур. 2.6) свернутой с функцией Гаусса для учета разрешения детектора. Масса и натуральная ширина ϕ -мезона фиксированы к номинальным значениям [30]. Разрешение детектора по инвариантной массе системы двух каонов было определено на основе распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ с большой статистикой и составило $1.2 \text{ МэВ}/c^2$. Нерезонансный вклад описывался функцией двух-частичный фазовый объем в S-волне.

Результаты аппроксимации распределений инвариантных масс комбинаций $\mu^+\mu^-$, $J/\psi\gamma$ и K^+K^- представлены в Таблице 2.9. В распределениях инвариантной массы комбинаций $\mu^+\mu^-$ и $J/\psi\gamma$ нерезонансный вклад хорошо согласуется с нулем, а положения и ширины сигналов J/ψ - и χ_{c1} -мезонов хорошо согласуются с номинальными значениями и значениями, ожидаемыми из моделирования. Резонансный вклад $\phi \rightarrow K^+K^-$ определялся путем аппроксимации, описанной выше.

Таблица 2.10: Сравнение чисел распадов, N , поправленных на фактор f_{corr} , учитывающий разные эффективности χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений, N_{corr} , и их раз-
ница Δ_N .

ограничение	N	f_{corr}	N_{corr}	Δ_N
распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$				
χ_{c1}	159 ± 14	—	159 ± 14	-5
χ_{c2}	146 ± 14	1.12 ± 0.01	164 ± 17	
распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$				
χ_{c1}	146 ± 14	—	146 ± 14	-3
χ_{c2}	133 ± 14	1.12 ± 0.01	149 ± 16	

2.4.2 Сравнение результатов полученных с χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениями

Для проверки результатов аппроксимации распределений инвариантных масс $B_s^0 \rightarrow J/\psi \gamma K^+ K^-$ кандидатов и комбинаций $K^+ K^-$, значения, определенные с помощью χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений, сравнивались между собой. Для сравнения, как и в канале B^0 , делалась поправка на фактор f_{corr} , соответствующий разным эффективным χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений, а также было проведено упрощенное моделирование, аналогичное описанному в Разд. 2.2.2. Числа событий в распадах $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях и поправленные на фактор f_{corr} , представлены в Табл. 2.10. Распределение разницы между поправленными значениями $\Delta_N = N_{corr}^{\chi_{c1}-constr} - N_{corr}^{\chi_{c2}-constr}$, полученное на основе серии псевдо-экспериментов, показано на Рис. 2.14. Данное распределение аппроксимировалось функцией Гаусса. Положение функции Гаусса сравнимо с нулем, а ширина равна 9 ± 2 , что было взято за одно стандартное отклонение разницы Δ_N от нуля (σ_{Δ_N}). Таким образом числа событий в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$, полученные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, согласуются в пределах $5/9 = 0.6$ стандартных отклонений.

Число событий в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ наблюдаемое в данных, полученных в эксперименте, примерно равно числу событий в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ (Табл. 2.8 и 2.9). Поэтому в качестве стандартного отклонения разницы Δ_N от нуля в резонансных распадах было взято определенное ранее стандартное отклонение σ_{Δ_N} . Таким образом числа событий в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$, получен-

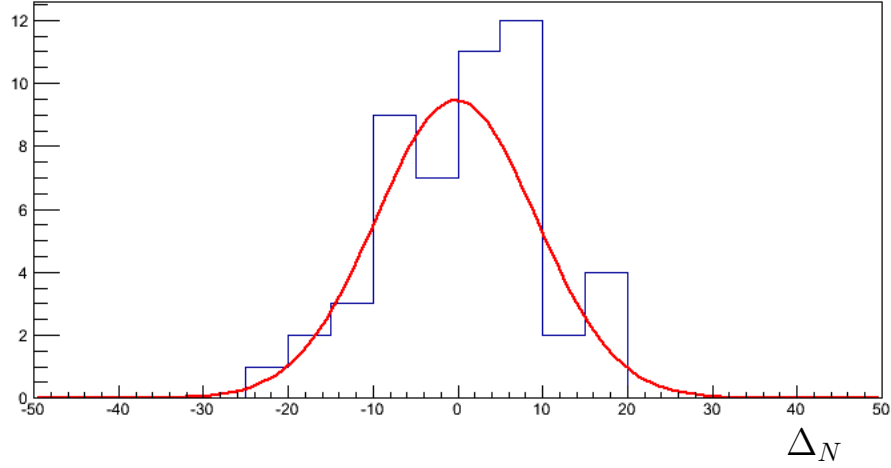


Рис. 2.14: Распределение разницы $\Delta_N = N_{corr}^{\chi_{c1}-constr} - N_{corr}^{\chi_{c2}-constr}$ для распадов $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$, полученной в серии псевдо-экспериментов.

ные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, согласуются в пределах $3/9 = 0.3$ стандартных отклонений. В финальном анализе используется число событий в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$, полученное при χ_{c1} -ограничении, в силу меньшей статистической неопределенности.

2.5 Распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$

Распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ использовался в качестве нормировочного канала. Вследствие этого, определение количества резонансных событий максимально повторяет процедуру, описанную в Разд. 2.4. Распределение инвариантной массы отобранных $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ кандидатов показано на Рис. 2.15. Число сигнальных распадов определялось с помощью аппроксимации данного распределения методом максимального правдоподобия, не зависящего от разбиения на бины. Распределение описывалось суммой сигнала, представленного модифицированной функцией Гаусса (Ур. 2.5) и фона, представленного экспоненциальной функцией. Параметры сигнала, определенные с помощью аппроксимации, представлены в Таблице 2.11.

2.5.1 Промежуточные резонансы

Резонансный вклад в распаде $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, также как и в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$, определялся с использованием статистической техники *sPlot* (Разд. 2.4.1).

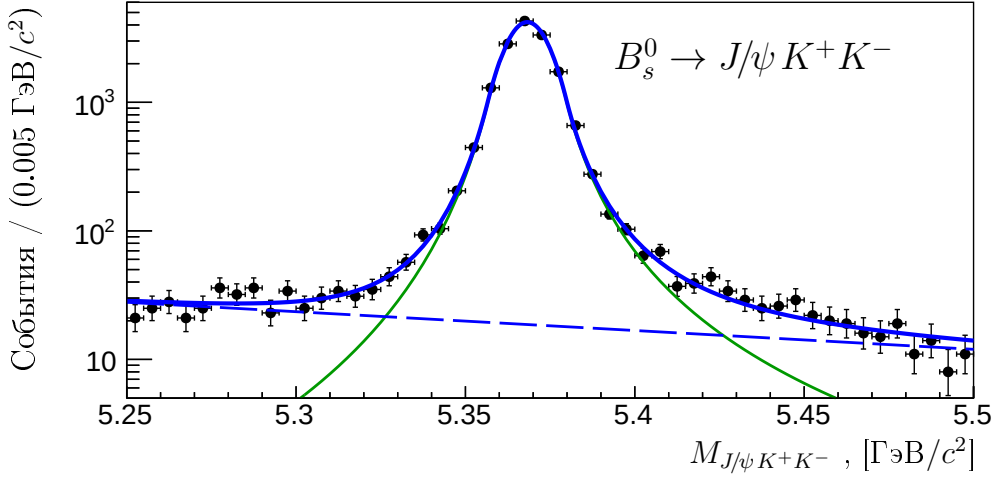


Рис. 2.15: Распределение инвариантной массы $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ кандидатов. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения аналитической функцией. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, а штрихованная синяя кривая соответствует фону.

Таблица 2.11: Количество событий в распаде $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$, N , положение сигнала, m , ширина сигнала, σ , и ее ожидаемое значения из моделирования, σ^{MC} .

N	$m, \text{МэВ}/c^2$	$\sigma, \text{МэВ}/c^2$	$\sigma^{MC}, \text{МэВ}/c^2$
16081 ± 157	5368.3 ± 0.1	6.99 ± 0.07	5.61 ± 0.03

Соответствующее распределение инвариантной массы комбинации $K^+ K^-$ для сигнальной компоненты показано на Рис. 2.16, а параметры, определенные с помощью аппроксимации, представлены в Таблице 2.12.

2.6 Отношения чисел сигнальных событий

По итогам Разд. 2.2.1, 2.3.1, 2.4.1 и 2.5.1 были получены следующие отношения чисел событий с соответствующими статистическими погрешностями:

$$\begin{aligned}
 \frac{N_{B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}}}{N_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}}} &= \frac{566 \pm 31}{56707 \pm 279} = (9.98 \pm 0.55) \times 10^{-3}, \\
 \frac{N_{B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}}}{N_{B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}}} &= \frac{66 \pm 19}{566 \pm 31} = (11.7 \pm 3.4) \times 10^{-2}, \\
 \frac{N_{B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi}}{N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi}} &= \frac{146 \pm 14}{15027 \pm 139} = (9.72 \pm 0.94) \times 10^{-3}.
 \end{aligned}$$

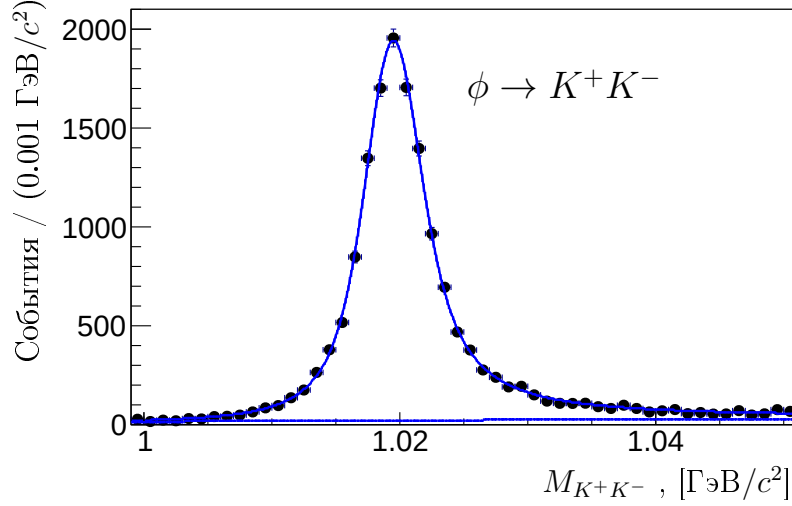


Рис. 2.16: Распределение инвариантной массы комбинации K^+K^- в распаде $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$. Сплошная кривая показывает результат аппроксимации распределений аналитическими функциями, штрихованная кривая соответствует нерезонансной компоненте.

Таблица 2.12: Результаты аппроксимации распределения инвариантной массы K^+K^- в распаде $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$: количество резонансных событий, N , положение сигнала, m , его натуральная ширина, Γ , и доля нерезонансного вклада, f .

N	m , МэВ/ c^2	Γ , МэВ/ c^2	f
15027 ± 139	1019.7 ± 0.1	$4.26_{\text{(фиксировано)}}$	$(6.1 \pm 0.4)\%$

2.7 Определение эффективностей восстановления распадов

Эффективности восстановления распадов и их отношения определялись на основе данных моделирования, полученных путем, описанным в Разд. 1.8. Полная эффективность восстановления распада (ε) включает в себя эффективность геометрического аксептанса детектора (ε^{acc}), эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$) и эффективность триггера (ε^{trig}):

$$\varepsilon = \varepsilon^{acc} \times \varepsilon^{rec\&sel} \times \varepsilon^{trig}. \quad (2.8)$$

Таблица 2.13: Эффективности распадов и их отношения, определенные на основе моделирования. Представленные погрешности соответствуют статистическим погрешностям, связанным с объемом данных моделирования.

	ε^{acc}	$\varepsilon^{rec\&sel}$	ε^{trig}	ε
$\varepsilon_{B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}}, \%$	7.72 ± 0.02	1.16 ± 0.02	88.2 ± 0.5	0.079 ± 0.001
$\varepsilon_{B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}}, \%$	8.07 ± 0.02	1.31 ± 0.02	89.6 ± 0.4	0.095 ± 0.001
$\varepsilon_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}}, \%$	14.90 ± 0.03	4.53 ± 0.02	79.7 ± 0.2	0.539 ± 0.003
$\frac{\varepsilon_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}}}{\varepsilon_{B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}}}$	1.930 ± 0.006	3.91 ± 0.06	0.904 ± 0.005	6.83 ± 0.11
$\frac{\varepsilon_{B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}}}{\varepsilon_{B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}}}$	0.956 ± 0.002	0.89 ± 0.02	0.985 ± 0.007	0.83 ± 0.02

2.7.1 Эффективности восстановления распадов B^0 -мезона

Полученные эффективности распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и их отношения приведены в Табл. 2.13. При моделировании акцептанса детектора для распадов $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ все дочерние частицы распадов (4 и 5 частиц, соответственно) должны находиться в геометрическом аксептенсе детектора. В связи с разным количеством частиц в конечном состоянии, отношение соответствующих эффективностей распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ существенно отличается от единицы. В свою очередь, отклонение отношения эффективностей ε^{acc} распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ от единицы связано с различием в спектрах фотонов. По той же причине наблюдается различие эффективностей $\varepsilon^{rec\&sel}$ распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$. Распределения поперечного импульса фотона в этих распадах, полученные с помощью моделирования, показаны на Рис. 2.17.

Распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ имеют одинаковую кинематику и оба отобраны триггером на наличие J/ψ -кандидата. В связи с этим ожидается, что отношение триггерных эффективностей данных распадов близко к единице. Это предположение в пределах статистических погрешностей подтверждается результатами моделирования. Отношение триггерных эффективностей распадов $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ отличается от единицы в связи с различием в спектрах мюонов. Распределения минимального из поперечных импульсов двух мюонов в этих распадах показаны на Рис. 2.18.

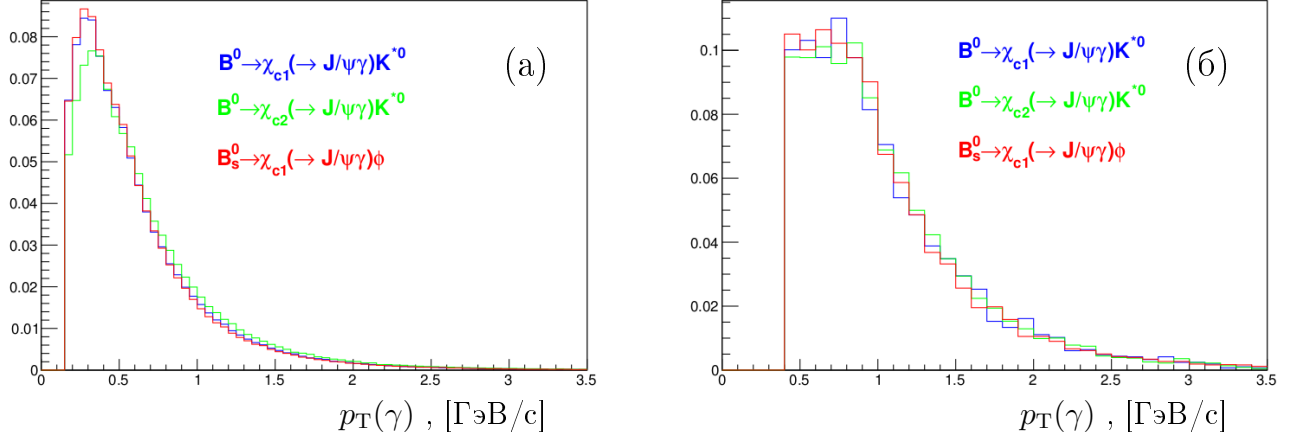


Рис. 2.17: Распределения поперечного импульса фотонов в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ (синий), $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ (зеленый) и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ (красный), определенные с помощью моделирования (а) перед этапом реконструкции событий и (б) после реконструкции событий.

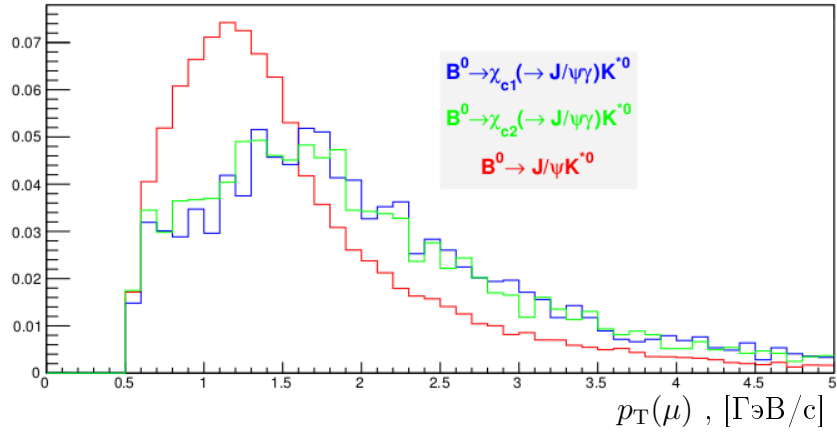


Рис. 2.18: Распределения минимального из поперечных импульсов двух мюонов в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ (синий), $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ (зеленый) и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (красный), определенные с помощью моделирования после реконструкции событий.

2.7.2 Эффективности восстановления распадов B_s^0 -мезона

Полученные эффективности распадов $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ и их отношения приведены в Таблице 2.14. При моделировании акцептанса детектора для распадов $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$ все дочерние частицы распадов (4 и 5 частиц, соответственно) должны находиться в геометрическом акцептенсе детектора. В связи с разным количеством частиц в конечном состоянии, отношение соответствующих эффективностей распадов $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$

Таблица 2.14: Эффективности распадов и их отношения, определенные на основе моделирования. Представленные погрешности соответствуют статистическим погрешностям, связанным с объемом данных моделирования.

	ε^{acc}	$\varepsilon^{rec\&sel}$	ε^{trig}	ε
$\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi}, \%$	8.26 ± 0.02	1.74 ± 0.02	88.5 ± 0.3	0.127 ± 0.002
$\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi}, \%$	30.54 ± 0.06	3.55 ± 0.01	78.5 ± 0.2	0.851 ± 0.004
$\frac{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi}}{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi}}$	3.700 ± 0.010	2.03 ± 0.02	0.887 ± 0.004	6.68 ± 0.09

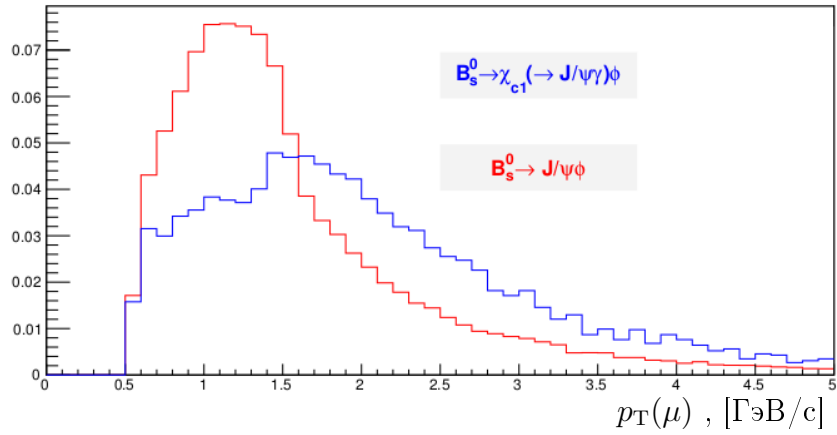


Рис. 2.19: Распределения минимального из поперечных импульсов двух мюонов в распадах $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, полученные с помощью моделирования после восстановления событий.

существенно отличается от единицы.

Отношение триггерных эффективностей распадов $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ отличается от единицы в связи с различием в спектрах мюонов. Распределения минимального из поперечных импульсов двух мюонов в этих распадах показаны на Рис. 2.19.

2.8 Определение систематических погрешностей

Многие систематические погрешности сокращаются при вычислении отношений парциальных ширин (Ур. 2.4), как например погрешности, связанные с реконструкцией J/ψ -мезонов и идентификацией мюонов. Несократившиеся вклады в систематические погрешности измерений перечислены ниже.

2.8.1 Систематические погрешности в B^0 -канале

Определение числа сигнальных событий

Основной вклад в систематическую погрешность связан с определением числа событий в сигнальных распадах. Для изучения данного вклада рассматривались несколько альтернативных процедур определения числа резонансных событий в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$. Относительная систематическая погрешность оценивалась на основе отклонений, определяемых по следующей формуле: $\Delta_{proc}^N = \frac{N_{alternative} - N_{baseline}}{N_{baseline}}$, где $N_{alternative}$ — число событий, полученное альтернативным методом, а $N_{baseline}$ — основным методом. Список альтернативных процедур включает:

- описание фона полиномиальной функцией второй степени при аппроксимации распределения массы B -кандидата;
- описание сигнала модифицированной кривой Гаусса (Ур. 2.5) с параметрами α_i и n_i фиксированными из моделирования при аппроксимации распределения массы B -кандидата;
- описание сигнала суммой двух кривых Гаусса с общим положением и отношением ширин, фиксированным из моделирования, при аппроксимации распределения массы B -кандидата;
- использование альтернативного массового интервала в распределении массы B -кандидата;
- описание нерезонансной компоненты S-волновым фазовым объемом при аппроксимации распределения массы комбинации $K^+ \pi^-$;
- описание нерезонансной компоненты S-волновым фазовым объемом, умноженным на линейную функцию, при аппроксимации распределения массы комбинации $K^+ \pi^-$;
- описание сигнала $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ релятивистской функцией Брейта-Вигнера, в предположении P-волны между $\chi_{c1,2}(J/\psi)$ -мезоном и системой $K^+ \pi^-$, при вычислении фазового объема распада $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}(J/\psi) K^+ \pi^-$;

- использование альтернативного размера бинов в распределении массы комбинации $K^+\pi^-$;
- использование альтернативного массового интервала в распределении массы комбинации $K^+\pi^-$.

Максимальное отклонение при определении количества событий в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ получено при использовании бинов размером 10 МэВ/с² в распределении массы комбинации $K^+\pi^-$, что соответствует погрешности равной 3%. Максимальное отклонение при определении количества событий в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ получено при описании нерезонансной компоненты S-волновым фазовым объемом при аппроксимации распределения массы комбинации $K^+\pi^-$, что соответствует погрешности равной 1%. Систематическая погрешность отношения числа событий в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ вычислялась путем сложения квадратов отдельных погрешностей.

Систематическая погрешность отношения числа событий в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ оценивалась напрямую. Максимальное отклонение при определении данного отношения получено при описании фона полиномиальной функцией второй степени при аппроксимации распределения массы B -кандидата, что соответствует систематической погрешности равной 9%.

Эффективность реконструкции фотона

Другим важным источником систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$ является реконструкция фотона. Абсолютная эффективность восстановления фотона исследовалась сравнением числа событий в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ с последующими распадами $K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и числа событий в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, реконструированных в экспериментальных данных и в моделировании [64]. Согласно результатам данного исследования, эффективность реконструкции фотонов необходимо поправлять на фактор, соответствующий расхождению между экспериментальными данными и моделированием. Для фотонов с поперечным импульсом более 0.7 ГэВ/с поправочный фактор согласуется с единицей и равен $\eta_\gamma^{corr} = 1.006 \pm 0.045$. Основной вклад в погрешность поправочного фактора вносит неопределенность в отношении парциальных ширин распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ и $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Таким образом

систематическая погрешность определения отношения парциальных ширин $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$, связанная с эффективностью реконструкции фотона, считалась равной 4%.

Критерии отбора

Значительный вклад в систематическую погрешность связан с выбранными критериями отбора событий (Разд. 2.1). Для оценки систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$ исследовались эффективности различных ограничений: было произведено сравнение эффективностей, определенных с помощью данных и моделирования.

Ограничения на параметры $\chi_{DTF, J/\psi \gamma}^2/ndf$ и χ_{DTF}^2/ndf скореллированы между собой и не могут быть рассмотрены по отдельности. Поэтому для оценки погрешности, связанной с этими ограничениями, исследовалась относительная эффективность их комбинации $\chi_{DTF, (J/\psi \gamma)}^2/ndf$. Относительные эффективности данной комбинации ограничений, полученные для распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, показаны на Рис. 2.20(а, б). Отношения эффективностей, полученных для распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, показаны на Рис. 2.20(в). Черные точки и синие треугольники соответствуют значениям, полученным с помощью данных и моделирования, соответственно. Отношение между отношениями эффективностей, определенных с помощью данных и моделирования $((\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\chi_{c1}})^{data}/(\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\chi_{c1}})^{MC})$, показано на Рис. 2.20(г). Значения, полученные с помощью данных и моделирования согласуются в пределах 2%. Тем же методом проверялось согласие между данными и моделированием для ограничений на поперечный импульс фотонов (Рис. 2.21(а, б)), комбинаций $J/\psi \gamma$ (Рис. 2.21(в, г)) и адронов (Рис. 2.22). Максимальное различие между данными и моделированием составило 3% и принято за величину систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$.

Малая статистика распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ не позволяет определять эффективности из экспериментальных данных. Поэтому для оценки систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})$ невозможно применение описанного выше метода. В то же время, распады $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ имеют одинаковую кинематику, в частности одинаковые спектры фотонов (Рис. 2.17). Помимо этого, моделирование в пределах статистических погрешностей воспроизводит спектры фотонов, адронов и мюонов

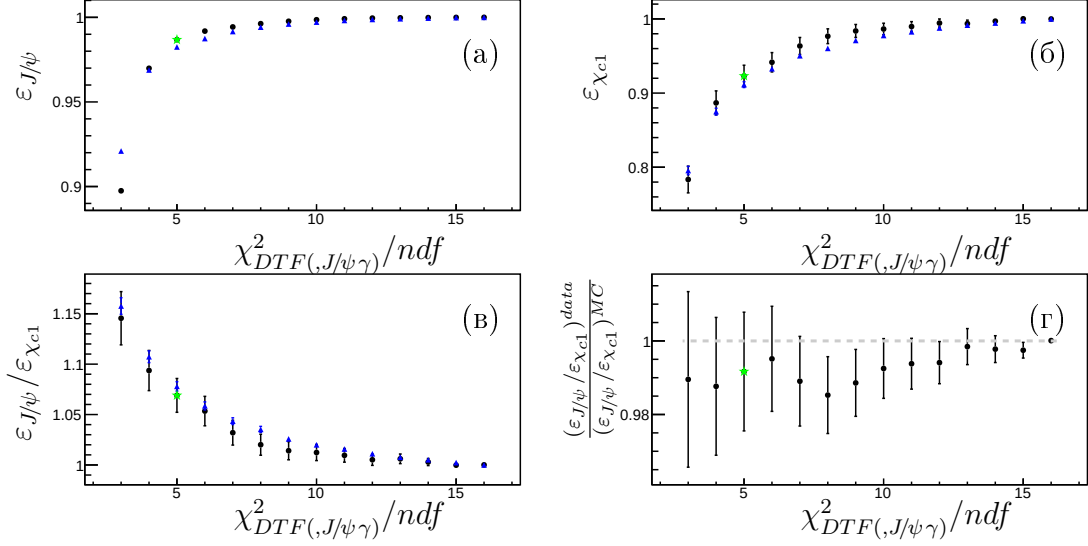


Рис. 2.20: Относительные эффективности комбинации ограничений $\chi^2_{DTF(J/\psi\gamma)}/ndf$, полученные для распадов (а) $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и (б) $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, (в) их отношение $\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\chi_{c1}}$ и (г) отношение между отношениями эффективностей, полученных с помощью данных и моделирования $((\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\chi_{c1}})^{data}/(\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\chi_{c1}})^{MC})$. Черные точки соответствуют значениям, полученным на основе данных, синие треугольники — на основе моделирования, а зеленая звезда соответствует ограничению, используемому в анализе.

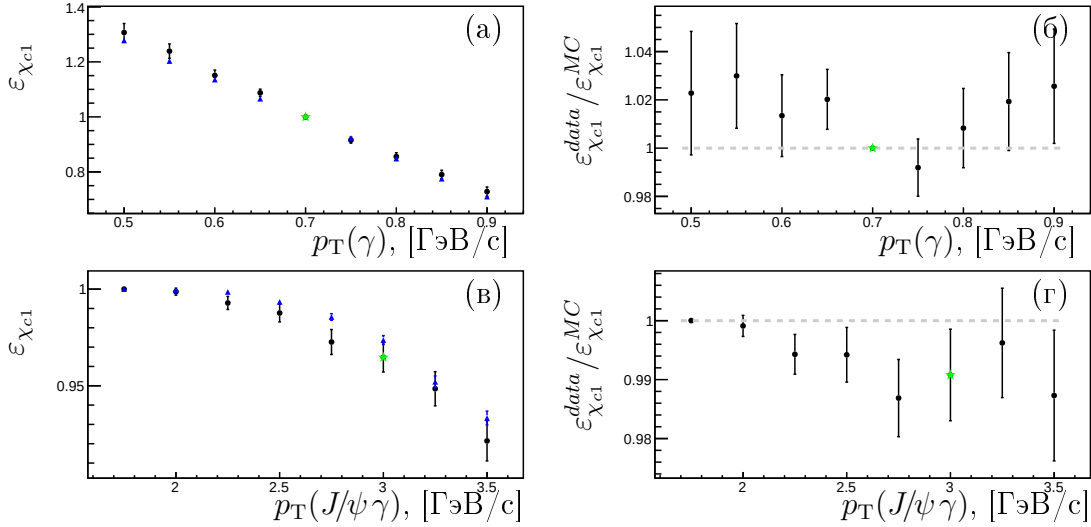


Рис. 2.21: (а) Относительная эффективность ограничения на $p_T(\gamma)$, полученная для распада $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, и (б) отношение эффективностей ограничения на $p_T(\gamma)$, определенных с помощью данных и моделирования. (в) Относительная эффективность ограничения на $p_T(J/\psi\gamma)$, полученная для распада $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, и (г) отношение эффективностей, определенных с помощью данных и моделирования. Черные точки соответствуют значениям, полученным на основе данных, синие треугольники — на основе моделирования, а зеленая звезда соответствует ограничению, используемому в анализе.

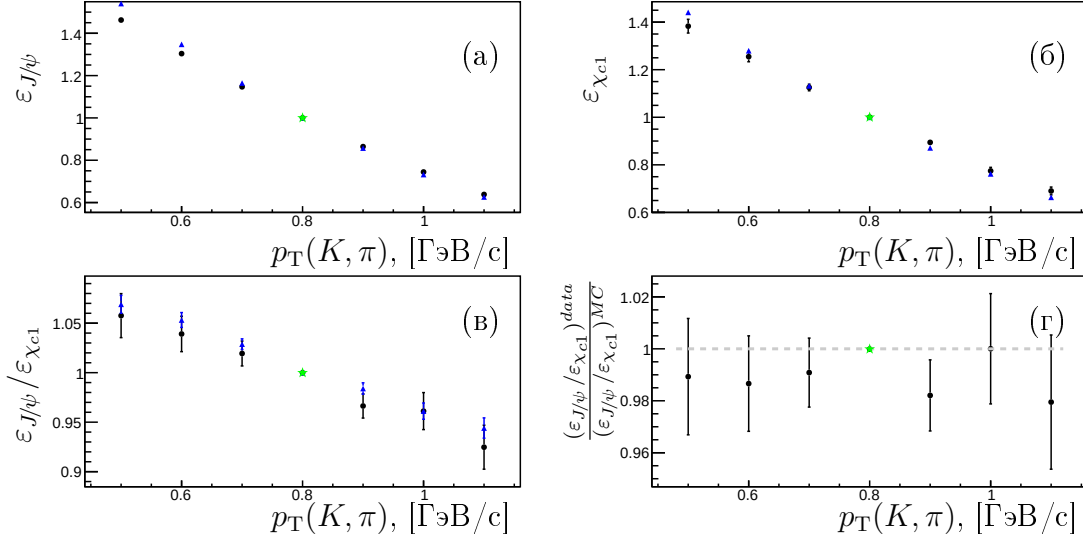


Рис. 2.22: Относительные эффективности ограничения на $p_T(K/\pi)$, полученные для распадов (а) $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и (б) $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, (в) их отношение $\epsilon_{J/\psi} / \epsilon_{\chi_{c1}}$ и (г) отношение между отношениями эффективностей, полученных с помощью данных и моделирования $((\epsilon_{J/\psi} / \epsilon_{\chi_{c1}})^{data} / (\epsilon_{J/\psi} / \epsilon_{\chi_{c1}})^{MC})$. Черные точки соответствуют значениям, полученным на основе данных, синие треугольники — на основе моделирования, а зеленая звезда соответствует ограничению, используемому в анализе.

(Рис. 2.23). Поэтому за оценку систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}) / \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})$ было принято то же значение 3%, определенное ранее для отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}) / \mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$.

Эффективность триггера

Систематическая погрешность, связанная с определением эффективности триггера, исследовалась с использованием статистически обеспеченного распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ [69]. События в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, как и события в анализируемых распадах, отобраны триггером на наличие J/ψ -кандидата, и имеют кинематику J/ψ -мезонов, совпадающую с кинематикой J/ψ -мезонов в анализируемых распадах. Систематическая погрешность была получена сравнением эффективностей триггера, полученных на основе экспериментальных данных и моделирования, и составила 1%.

Полные погрешности

Погрешность, связанная с конечным объемом данных моделирования, была включена в статистическую погрешность результата. Полные систематические

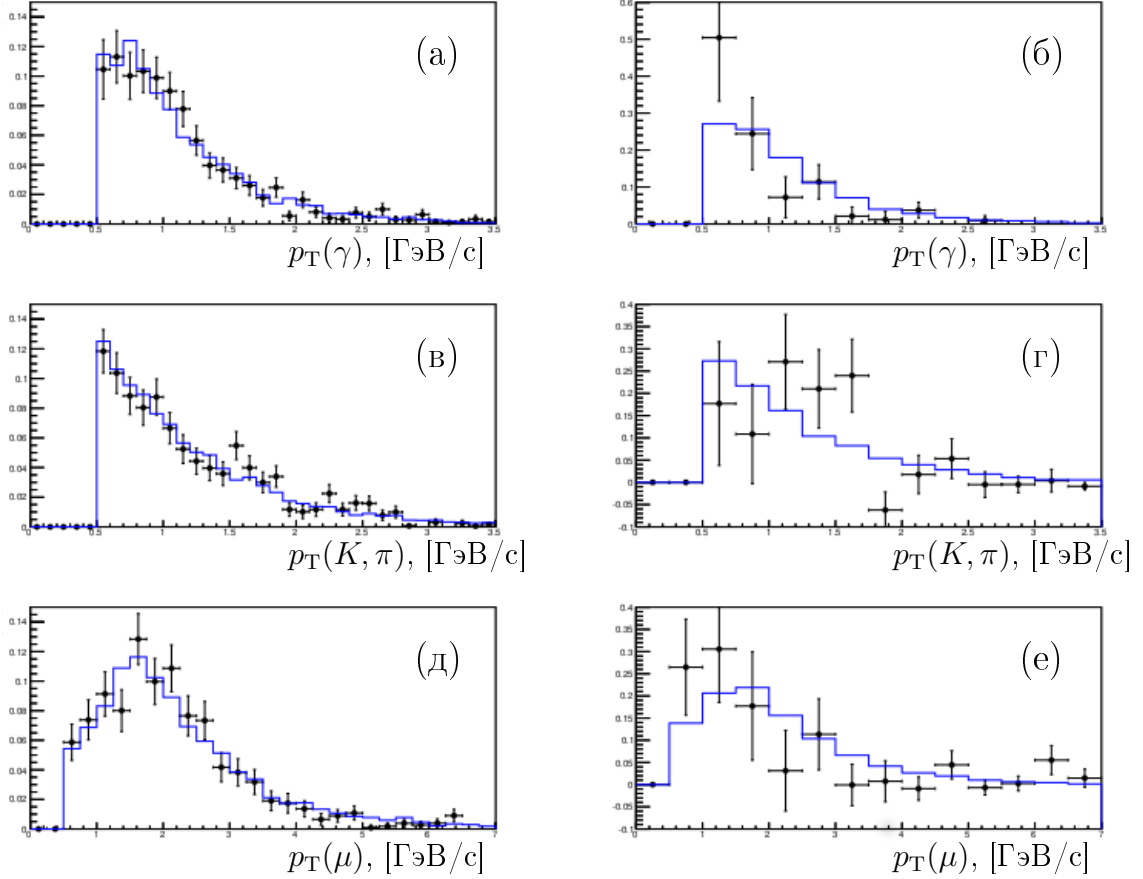


Рис. 2.23: Распределения поперечных импульсов фотонов в распадах (а) $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и (б) $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$, минимального из поперечных импульсов каонов и пионов в распадах (в) $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и (г) $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ и минимального из поперечных импульсов мюонов в распадах (д) $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и (е) $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$. Черные точки соответствуют значениям, полученным с помощью данных, а синия гистограмма — с помощью моделирования.

погрешности вычислялись как корень из суммы квадратов отдельных систематических погрешностей. В результате, систематическая погрешность измерения отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$ составила 6%, а систематическая погрешность измерения отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$ составила 10%. Различные вклады в систематические погрешности измерения отношений парциальных ширин приведены в Таблице 2.15.

2.8.2 Систематические погрешности в B_s^0 -канале

Определение числа сигнальных событий

Основной вклад в систематическую погрешность связан с определением числа событий в сигнальных распадах. Как и в Разд. 2.8.1, для оценки данно-

Таблица 2.15: Систематические погрешности (в %) измерения отношений парциальных ширин.

источник	$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$	$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}$
определение числа событий	3	9
реконструкция фотона	4	—
критерии отбора	3	3
триггер	1	1
полная погрешность	6	10

го вклада рассматривались несколько альтернативных процедур определения числа резонансных событий в распадах $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$. Относительная систематическая погрешность оценивалась на основе отклонений, определяемых по следующей формуле: $\Delta_{proc}^N = \frac{N_{alternative} - N_{baseline}}{N_{baseline}}$, где $N_{alternative}$ — число событий, полученное альтернативным методом, а $N_{baseline}$ — основным методом. Список альтернативных процедур включает:

- учет компоненты распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c2} K^+ K^-$ при описании распределения массы B -кандидата;
- описание фона полиномиальной функцией второй степени при аппроксимации распределения массы B -кандидата;
- описание сигнала модифицированной функцией Гаусса (Ур. 2.5) с параметрами α_i и n_i фиксированными из моделирования при аппроксимации распределения массы B -кандидата;
- описание сигнала суммой двух кривых Гаусса с общим положением и отношением ширин, фиксированным из моделирования, при аппроксимации распределения массы B -кандидата;
- использование альтернативного массового интервала в распределении массы B -кандидата;
- описание нерезонансной компоненты S-волновым фазовым объемом, домноженным на линейную функцию, при аппроксимации распределения массы комбинации $K^+ K^-$;

- описание сигнала $\phi \rightarrow K^+ K^-$ релятивистской функцией Брейта-Вигнера в Р-волне, в предположении Р-волны между $\chi_{c1}(J/\psi)$ -мезоном и системой $K^+ K^-$, при вычислении фазового объема распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}(J/\psi) K^+ K^-$;
- использование альтернативного размера бинов в распределении массы комбинации $K^+ K^-$;
- использование альтернативного массового интервала в распределении массы комбинации $K^+ K^-$.

Максимальное отклонение при определении количества событий в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ получено при использовании бинов размером 3 МэВ/с² в распределении массы комбинации $K^+ K^-$, что соответствует систематической погрешности равной 5%. Максимальное отклонение при определении количества событий в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ получено при описании нерезонансной компоненты S-волновым фазовым объемом при аппроксимации распределения массы комбинации $K^+ K^-$, что соответствует систематической погрешности равной 1%. Систематическая погрешность отношения числа событий в распадах $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ вычислялась путем сложения квадратов отдельных погрешностей.

Эффективность реконструкции фотона

Другим важным источником систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi) / \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)$ является реконструкция фотона. Как и в Разд. 2.8.1, систематическая погрешность, связанная с эффективностью реконструкции фотона, считалась равной 4%.

Критерии отбора

Распады $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ имеют одинаковую кинематику, в частности одинаковые спектры фотонов (Рис. 2.17). Поэтому в качестве оценки систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi) / \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)$, связанной с выбранными критериями отбора событий (Разд. 2.1), использовались те же 3%, что и в Разд. 2.8.1.

Таблица 2.16: Систематическая погрешность (в %) измерения отношения парциальных ширин.

источник	$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}$
определение числа событий	5
реконструкция фотона	4
критерии отбора	3
триггер	1
полная погрешность	7

Эффективность триггера

Систематическая погрешность, связанная с определением эффективности триггера, исследовалась с использованием статистически обеспеченного распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ [69]. События в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, как и события в анализируемых распадах, отобраны триггером на наличие J/ψ -кандидата, и имеют кинематику J/ψ -мезонов, совпадающую с кинематикой J/ψ -мезонов в анализируемых распадах. Систематическая погрешность была получена сравнением эффективностей триггера, полученных на основе экспериментальных данных и моделирования, и составила 1%.

Полная погрешность

Погрешность, связанная с конечным объемом данных моделирования, была включена в статистическую погрешность результата. Полная систематическая погрешность вычислялась как корень из суммы квадратов отдельных систематических погрешностей. В результате, систематическая погрешность измерения отношения $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi)/\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)$ составила 7%. Различные вклады в систематическую погрешность измерения отношения парциальных ширин приведены в Таблице 2.16.

2.9 Результат измерения отношений парциальных ширин

На основе данных, набранных в эксперименте LHCb при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1 фб^{-1} , были обнаружены распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$. С учетом результатов Разд. 2.6, 2.7 и 2.8 и известных значений парциальных ширин $\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma) = (34.4 \pm 1.5)\%$ и $R_\chi = \frac{\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma)}{\mathcal{B}(\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma)} = \frac{(34.4 \pm 1.5)\%}{(19.5 \pm 0.8)\%} = 1.76 \pm 0.11$ [30], получены следующие отношения парциальных ширин:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})} &= (19.8 \pm 1.1 (\text{стат.}) \pm 1.2 (\text{сист.}) \pm 0.9 (\mathcal{B})) \times 10^{-2}, \\ \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})} &= (17.1 \pm 5.0 (\text{стат.}) \pm 1.7 (\text{сист.}) \pm 1.1 (\mathcal{B})) \times 10^{-2}, \\ \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)} &= (18.9 \pm 1.8 (\text{стат.}) \pm 1.3 (\text{сист.}) \pm 0.8 (\mathcal{B})) \times 10^{-2}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

где первая погрешность статистическая, вторая систематическая, а третья связана с неопределенностью в значениях парциальных ширин распадов $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$ [30].

Измеренное в анализе отношение $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$ имеет лучшую на данный момент точность и согласуется со значением $(17.2_{-3.0}^{+3.6}) \times 10^{-2}$, определенным с использованием среднемирового значения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}) = (2.22_{-0.31}^{+0.40}) \times 10^{-4}$ [30] и парциальной ширины $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) = (1.29 \pm 0.05 \pm 0.13) \times 10^{-3}$, измеренной в эксперименте Belle [70]⁴.

Отношение $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})$, измеренное в данной работе, находится в согласии со значением $(26 \pm 7(\text{стат.})) \times 10^{-2}$, вычисленным на основе измерений содружества BaBar [71]⁵. Также, измеренное значение согласуется с теоретическим предсказанием в модели обобщенной факторизации, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}) = 0.2 - 0.4$, полученным на основе результатов работы [14] (Глава 2).

⁴Другие измерения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$ не рассматривались, так как в них не учитывалась нерезонансная $K^+ \pi^-$ S-волновая компонента.

⁵Представлена только статистическая погрешность результата

В данном анализе впервые обнаружен распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и впервые измерено отношение парциальных ширин $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi) / \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)$. Измеренное значение отношения $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi) / \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)$ согласуется с аналогичным значением для отношения $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}) / \mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$.

Глава 3

Изучение распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$

В 2003 году сотрудничеством Belle в распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ было обнаружено экзотическое состояние $X(3872)$, распадающееся на J/ψ -мезон и пару $\pi^+ \pi^-$ [15]. Существование данного состояния было затем подтверждено рядом других экспериментов [72, 73, 74], в том числе и экспериментами на Большом адронном коллайдере [75, 76]. На основе изучения спектра инвариантной массы двух пионов в распаде $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ установлено, что данный распад проходит преимущественно через ρ^0 -резонанс [15, 77, 76]. На настоящий момент обнаружено несколько разных мод распада состояния $X(3872)$, а также установлен ряд его свойств. В частности, с высокой точностью измерена масса $X(3872)$ -резонанса, равная 3871.69 ± 0.17 МэВ/ c^2 [30]. А в 2013 году, на основе объединения результатов экспериментов CDF [78] и LHCb [79] были окончательно определены квантовые числа состояния $X(3872)$: $J^{PC} = 1^{++}$.

В кварковой модели чармония данным квантовым числам соответствует до сих пор не открытое состояние $\chi_{c1}(2P)$. Однако, сравнительно большая вероятность распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0$ с нарушением изоспина свидетельствует против чарманиевой интерпретации состояния $X(3872)$ [16]. Также, чарманиевая модель испытывает трудности в объяснении массы состояния $X(3872)$, неожиданно малой по сравнению с измеренными массами $\chi_{c0}(2P)$ - и $\chi_{c2}(2P)$ -мезонов, равными 3918.4 ± 1.9 МэВ/ c^2 и 3927.2 ± 2.6 МэВ/ c^2 [30], соответственно.

В связи с близостью массы $X(3872)$ -состояния к порогу рождения комбинации $D^0 \bar{D}^{*0}$ ($m_{X(3872)} - m_{D^0} - m_{\bar{D}^{*0}} = -0.11 \pm 0.21$ МэВ/ c^2 [30]), наиболее популярной интерпретацией состояния $X(3872)$ является модель $D \bar{D}^*$ -молекулы [18, 19, 20, 21]. Молекулярная интерпретация согласуется с квантовы-

Таблица 3.1: Теоретические предсказания отношения $R_{\psi\gamma}$.

интерпретация	предсказание	
чармоний 2^3P_1	2.6	[81]
	1.2 – 1.3	[82]
	5.8 – 13	[83, 81]
	1.5 – 2.7	[84]
	3.7 – 15	[27]
	1.64 ± 0.25	[85]
$D\bar{D}^*$ -молекула	$\ll 1$	[21]
	3×10^{-3}	[25, 26]
смесь $c\bar{c}$ и $D\bar{D}^*$	5	[86]
	0.53 – 1.1	[27]

ми числами 1^{++} и объясняет большую вероятность распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0$, сравнимую с вероятностью распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \omega$ [19, 20, 24]. Тем не менее, в работе [24] было указано на проблемы, возникающие в молекулярной модели, и была предложена интерпретация, согласно которой состояние $X(3872)$ является смесью молекулы и чармония. Помимо представленных выше моделей, в качестве интерпретации состояния $X(3872)$ были также предложены следующие модели: тетракварки [22], адрочармоний [80] и гибридные состояния [23].

Большую роль в определении природы состояния $X(3872)$ играют радиационные распады. Теоретические предсказания отношения парциальных ширин $R_{\psi\gamma} = \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$, представленные в Табл. 3.1, сильно зависят от выбранной модели состояния $X(3872)$. В 2005 году в эксперименте Belle был обнаружен распад $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ [87]. Три года спустя сотрудничество BaBar объявило об обнаружении свидетельства распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ со значимостью 3.5 стандартных отклонения [28]. Измеренное отношение $R_{\psi\gamma}$ составило 3.4 ± 1.4 . В свою очередь, сотрудничество Belle не подтвердило обнаружение данного распада, на основании чего установило следующий верхний предел: $R_{\psi\gamma} < 2.1$ на уровне достоверности 90% [29]. Чтобы разрешить противоречие между результатами экспериментов BaBar и Belle, необходимо провести дополнительное измерение.

Далее описывается измерение относительных парциальных ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ с использованием распада $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$. Для анализа использовались данные, набранные в экспе-

рименте LHCb при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и соответствующие интегральной светимости 1 и 2 фб⁻¹, соответственно. Отношения парциальных ширин распадов вычислялись по следующей формуле:

$$\frac{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)} = \frac{N_{\psi(2S)}}{N_{J/\psi}} \times \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\psi(2S)}} \times \frac{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (3.1)$$

где N означает количество событий, а ε — эффективность восстановления распада $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ с последующим распадом $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ или $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$.

3.1 Отбор сигнальных событий

Распады $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ с последующим распадом $X(3872) \rightarrow \psi\gamma$ (далее ψ означает J/ψ - или $\psi(2S)$ -мезон), реконструировались с использованием канала $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для уменьшения систематической ошибки измерения отношения парциальных ширин, критерии отбора событий выбраны похожими для обеих мод распада и в основном повторяют описанные в Разд. 2.1. Различия в критериях отбора связаны с различием в кинематике фотонов в каналах J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов (Рис. 3.1). В свою очередь, различие в кинематике фотонов в J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналах возникает из-за существенно разной выделяемой энергии в распадах $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$. Подробное описание критериев отбора событий приведено далее в тексте, полный список используемых ограничений приведен в Табл. 3.2. В анализе использовались только события отобранные триггером на наличие ψ -кандидата. Ограничения, применяемые на пару мюонов на аппаратном уровне, описаны в Разд. 1.10.

В начале реконструируется J/ψ -мезон из пары противоположно заряженных частиц, имеющих поперечный импульс больше 550 МэВ/с и трек хорошего качества. Для гарантии хорошего качества трека требуется, чтобы χ^2 аппроксимации траектории на степень свободы удовлетворял соотношению $\chi_{tr}^2/\text{ndf} < 3$.¹ Также, для подавления фона от продублированных треков в реконструкции, требуется чтобы дистанция Кульбака-Ляйблера (Δ^{KL}), вычисленная по отно-

¹В связи с пересчетом χ_{tr}^2 при обработке полного объема данных, данное ограничение является менее жестким чем ограничение $\chi_{tr}^2/\text{ndf} < 5$ в Разд. 2.1.

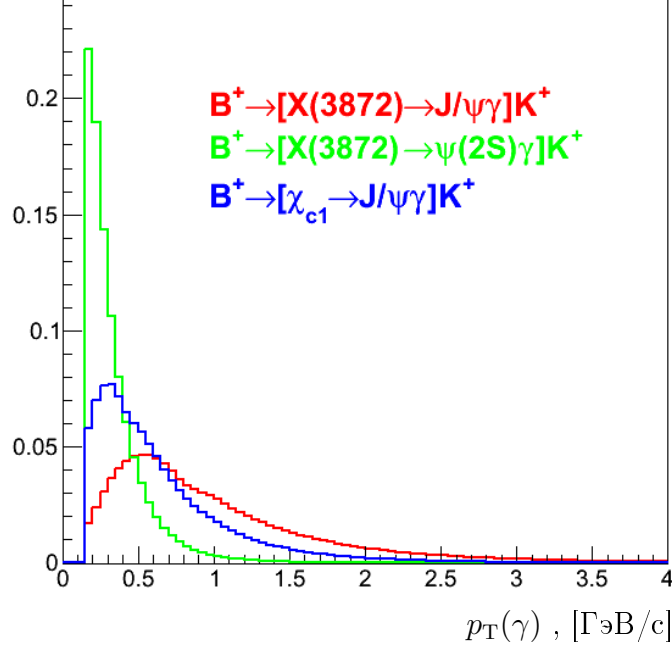


Рис. 3.1: Распределения поперечного импульса фотонов в распадах $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma) K^+$, $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S) \gamma) K^+$ и $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$, определенные с помощью моделирования перед этапом реконструкции событий.

шению ко всем остальным реконструированным трекам в событии, была больше 5000 [63]. В случае $\Delta^{KL} < 5000$ в дальнейшей реконструкции используется только трек с наилучшим χ_{tr}^2/ndf . В дополнение к этому требовалось, чтобы вероятность того, что трек является ложным, удовлетворяла соотношению $P_{ghost} < 0.5$. Обе частицы должны быть идентифицированы как мюоны. Для этого требуется, чтобы значение переменной мюонной идентификации, определяемое как разница логарифмов вероятностей мюонной и адронной гипотез, удовлетворяло соотношению $\Delta \log \mathcal{L}^{\mu-h} > 0$ (Раздел 1.9.4).

Мюонная пара должна иметь общую вершину хорошего качества с χ^2 аппроксимации менее 20 ($\chi_{\text{vtx}}^2 < 20$) и находящуюся на расстоянии от соответствующей первичной вершины со значимостью более 5σ ($L_S > 5$). Помимо этого мюонная пара должна иметь инвариантную массу между 3020 и 3135 МэВ/ c^2 в случае J/ψ -кандидата и между 3597 и 3730 МэВ/ c^2 в случае $\psi(2S)$ -кандидата. Данные массовые окна соответствуют интервалу $[-5\sigma; 3\sigma]$ вблизи номинальной массы, асимметричность интервала позволяет учесть радиационные процессы квантовой электродинамики.

Для формирования $X(3872)$ -кандидатов, к отобранным $J/\psi(\psi(2S))$ -кандидатам добавляется фотон, реконструированный в электромагнитном ка-

Таблица 3.2: Критерии отбора событий.

величина	ограничение	
мода распада	$X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$	$X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$
χ^2_{tr}/ndf	< 3	
Δ^{KL}	> 5000	
P_{ghost}	< 0.5	
отбор ψ -кандидатов		
$p_T(\mu)$, МэВ/ c	> 550	
$\Delta \log \mathcal{L}^{\mu-h}(\mu)$	> 0	
$\chi^2_{vtx}(J/\psi)$	< 20	
L_S	> 5	
$M(\mu^+\mu^-)$, МэВ/ c^2	$\in [3020; 3135]$	$\in [3597; 3730]$
отбор фотонов		
$p_T(\gamma)$, МэВ/ c	> 1000	> 600
CL	> 0.01	
$\Delta m_{\gamma\gamma}^{\pi^0}$, МэВ/ c^2	> 25	
отбор $X(3872)$ -кандидатов		
$M(\psi\gamma)$, МэВ/ c^2	$\in [3700; 4100]$	$\in [3750; 4050]$
отбор K -мезонов		
p_T , МэВ/ c	> 800	
χ^2_{IP}	> 4	
$\Delta \log \mathcal{L}^{K-\pi}(K)$	> 0	
отбор B -кандидатов		
χ^2_{vtx}/ndf	< 8.33	
χ^2_{DTF}/ndf	< 5	
$c\tau$, мкм	> 150	
$M(B)$, МэВ/ c^2	$\in [5000; 5500]$	
$ M(\psi K^+) - M(B^+)_{\text{PDG}} $, МэВ/ c^2	> 40	

лориметре как нейтральный кластер с вероятностью (CL) более 1% и имеющий поперечный импульс более 1000 МэВ/с (600 МэВ/с). Для подавления большого комбинаторного фона от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, применяется π^0 -вето: фотоны, которые в сочетании с любым другим фотоном в событии могут сформировать $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ кандидат с массой в пределах 25 МэВ/с² около номинальной массы π^0 -мезона [30], не использовались в восстановлении состояний $X(3872)$ ². Система $\psi\gamma$ должна иметь инвариантную массу в диапазоне 3700 — 4100 МэВ/с² в случае J/ψ -кандидата и в диапазоне 3750 — 4050 МэВ/с² в случае $\psi(2S)$ -кандидата.

²Массовое разрешение в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ составляет около 8.4 МэВ/с² [64].

Затем, чтобы сформировать B^+ -мезон, к отобранным $X(3872)$ -кандидатам добавляются каоны. Идентификация каонов осуществляется системой детекторов колец Черенковского излучения, описанной в Разделе 1.5. Для идентификации каона требуется, чтобы разница логарифмов вероятностей каонной и пионной гипотез была положительной ($\Delta \log \mathcal{L}^{K-\pi} > 0$). Как и в случае мюонов, каоны должны иметь трек хорошего качества с $\chi_{tr}^2/ndf < 3$, $\Delta^{KL} > 5000$ и $P_{ghost} < 0.5$. Каоны должны иметь поперечный импульс больше 800 МэВ/с и прицельный параметр отличный от нуля со значимостью 2 ($\chi_{IP}^2 > 4$).

Для подавления комбинаторного фона от частиц, рождающихся в первичном протон-протонном взаимодействии, требуется чтобы B -кандидат имел вершину хорошего качества, имеющую $\chi_{vtx}^2/ndf < 8.33$, и чтобы время распада B -кандидата (с t) было больше 150 мкм. На заключительном этапе, для улучшения разрешения по массе, заново выполняется аппроксимация четырехчастичной комбинации в общую вершину с использованием процедуры описанной в [65]. При этом применяются дополнительные ограничения: импульс B -кандидата должен быть направлен из первичной вершины, а масса ди-мюонной пары должна быть равна номинальному значению массы J/ψ - или $\psi(2S)$ -мезона [30]. Уменьшенный χ^2 этой глобальной аппроксимации должен удовлетворять соотношению $\chi_{DTF}^2/ndf < 5$. Масса B -кандидата вычисляется с применением аналогичной глобальной аппроксимации с дополнительным требованием: масса комбинации $\psi\gamma$ должна быть равна номинальной массе состояния $X(3872)$ (3871.68 ± 0.17 МэВ/ c^2). Инвариантная масса B -кандидата должна лежать в диапазоне 5000 — 5500 МэВ/ c^2 . Для подавления фона от распадов $B^+ \rightarrow \psi K^+$ в сочетании со случайным фотоном на комбинацию ψK^+ накладывалось дополнительное требование. Масса комбинации ψK^+ , вычисленная с дополнительными ограничениями на направление импульса данной комбинации и на массу ди-мюонной пары, должна удовлетворять соотношению $|M(\psi K^+) - M(B^+)_{PDG}| > 40$ МэВ/ c^2 .

3.2 Мода распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$

Число сигнальных распадов $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ определялось с помощью аппроксимации двумерного распределения инвариантной массы B -кандидата и инвариантной массы системы $J/\psi \gamma$. Аппроксимация выполнялась

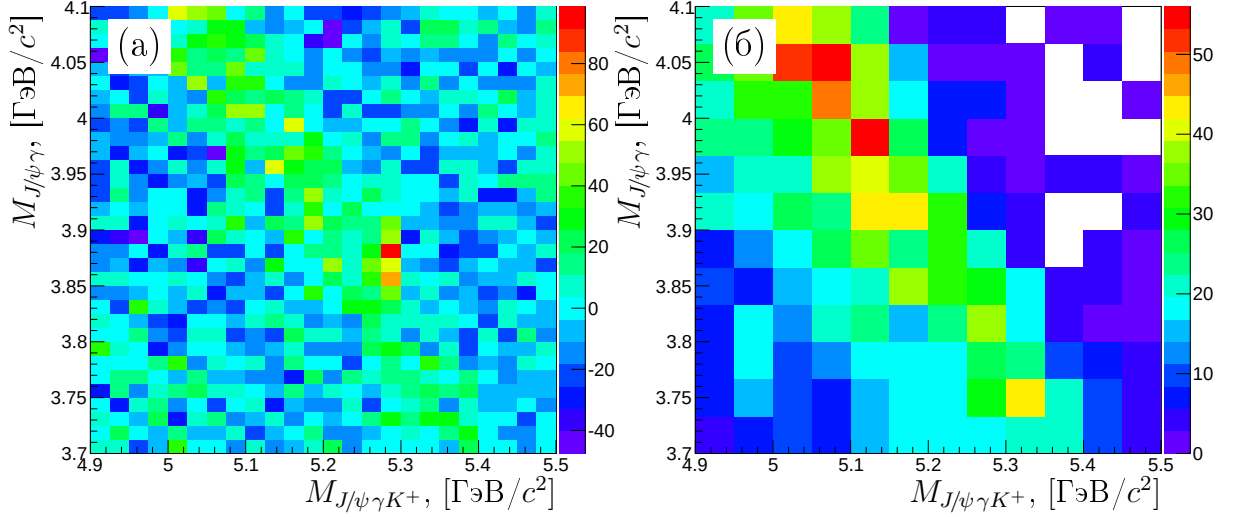


Рис. 3.2: (а) Разница между двумерным распределением B -кандидатов и результатом его аппроксимации одной только компонентой комбинаторного фона. (б) Двумерное распределение B -кандидатов из распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K^+ \pi^0)$ с одним нерегистрируемым фотоном из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, полученное с помощью моделирования.

методом максимального правдоподобия, не зависящего от разбиения на бины. Двумерное распределение описывалось суммой сигнала, комбинаторного факторизуемого фона и нефакторизуемого фона, далее называемого пикующимся.

Комбинаторный фон представлен произведением экспоненциальной функции от инвариантной массы B -кандидата и полиномиальной функции второй степени от инвариантной массы комбинации $J/\psi\gamma$. Чтобы исследовать другие компоненты, двумерное распределение B -кандидатов аппроксимировалось одной только компонентой комбинаторного фона. Затем рассматривалась разница между самим распределением и результатом его аппроксимации. Распределение данной разницы показано на Рис. 3.2(а).

На Рис. 3.2(а) видна широкая диагональная структура, соответствующая пикующемуся фону. Основными возможными источниками пикующегося фона являются:

- частично реконструированные распады $B \rightarrow J/\psi K^+ X$ ³ в сочетании со случайным фотоном;
- распады $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ с последующими распадами $K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^0$ и $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, где один из фотонов из π^0 -мезона не регистрируется.

³Здесь B означает B^{+-} , B^0 - или B_s^0 -мезон, а X — любые дочерние частицы в распаде

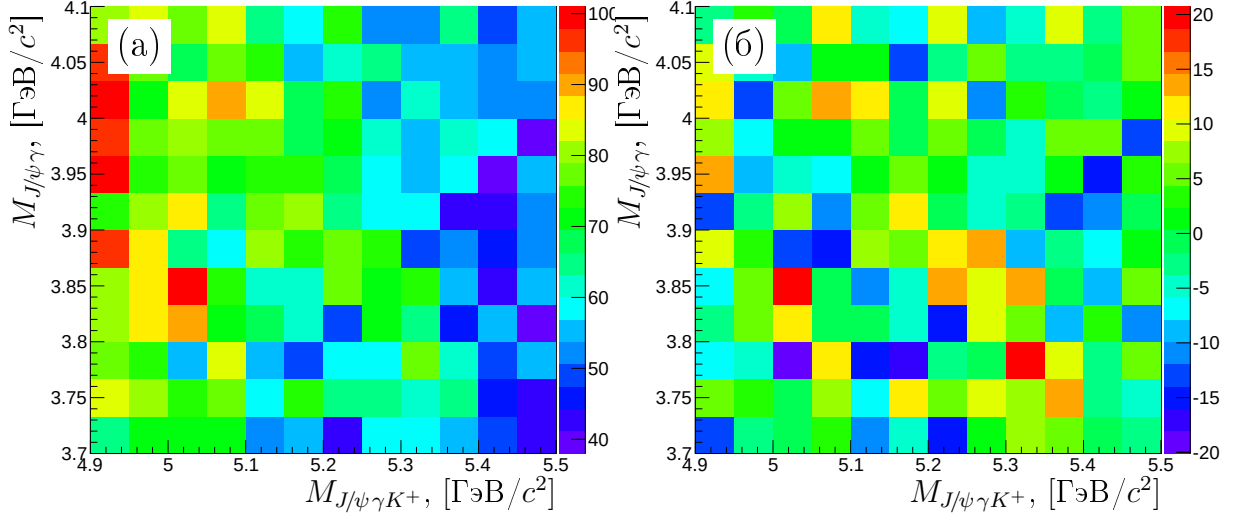


Рис. 3.3: (а) Двумерное распределение $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ кандидатов в распадах $B \rightarrow J/\psi X$, полученное с помощью моделирования, и (б) разница между двумерным распределением B -кандидатов и результатом его аппроксимации только компонентой комбинаторного фона.

Вклад частично реконструированных распадов $B \rightarrow J/\psi K^+ X$ в сочетании со случайным фотоном исследовался на основе моделирования инклюзивных распадов $B \rightarrow J/\psi X$. Двумерное распределение $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ кандидатов из распадов $B \rightarrow J/\psi X$, а также разница между данным двумерным распределением и результатом его аппроксимации только компонентой комбинаторного фона показаны на Рис. 3.3. пикующихся структур в распределениях не обнаружено. Таким образом распады $B \rightarrow J/\psi K^+ X$ в сочетании со случайным фотоном дают вклад только в комбинаторный фон.

Второй источник пикующегося фона исследовался с помощью моделирования распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}(\rightarrow K^+ \pi^0)$. Двумерное распределение B -кандидатов, полученное в этих распадах, показано на Рис. 3.2(б). Данное распределение имеет схожий вид со структурой на Рис. 3.2(а), соответствующей пикующемуся фону. Описание данного двумерного распределения простой аналитической функцией затруднительно, поэтому его описание было выполнено гладкой непараметрической функцией с помощью процедуры оценки плотности Розенблатта-Парзена [88]. В этом методе каждому событию в распределении сопоставляется отдельная функция Гаусса. Каждая отдельная функция Гаусса нормирована на единицу, имеет положение совпадающее со значениями события, а ее ширина определяется исходя из локальной плотности событий.

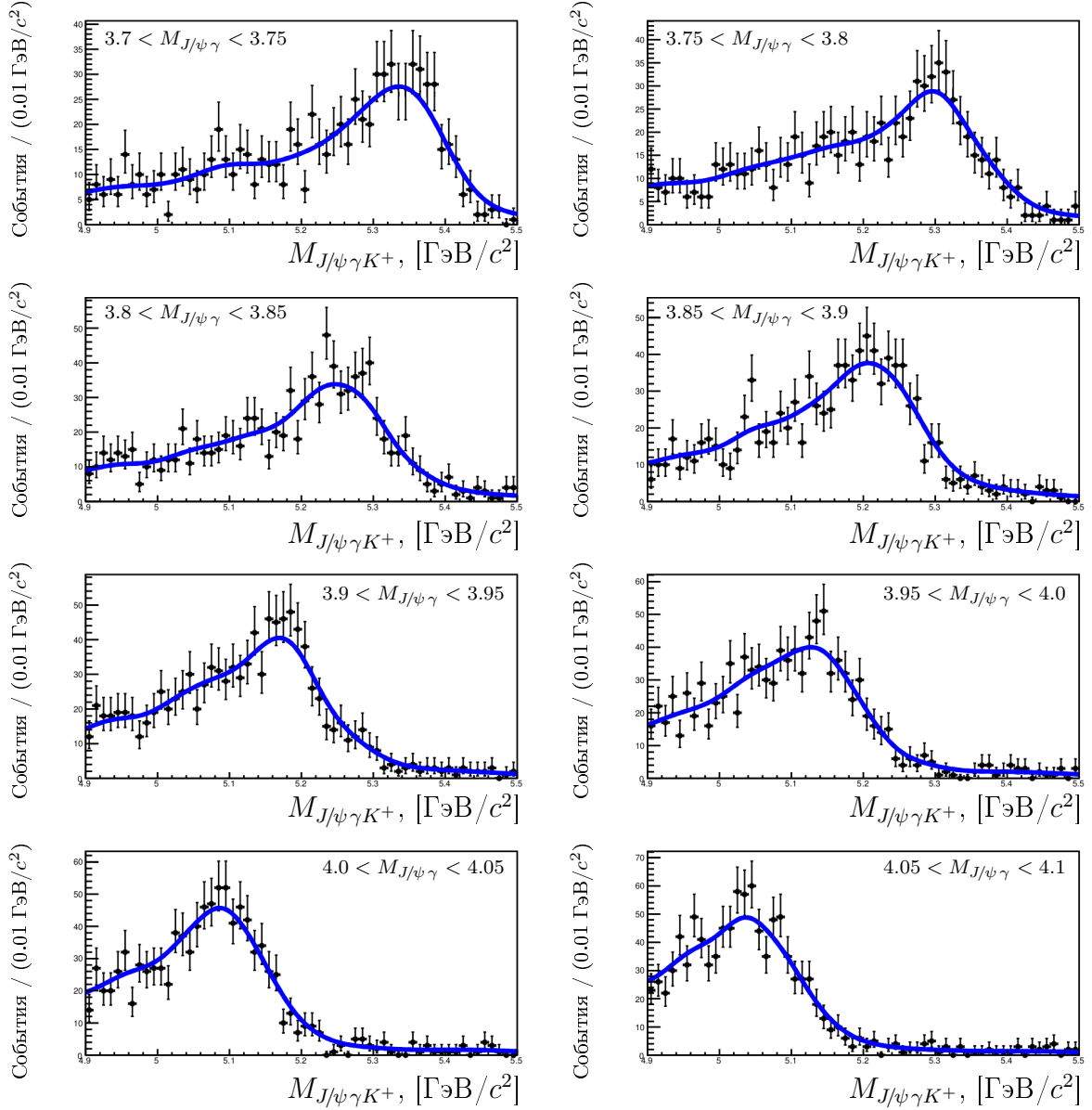


Рис. 3.4: Проекции двумерного распределения $B \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma) K^+$ кандидатов на инвариантную массу B -кандидата в разных областях по инвариантной массе системы $J/\psi \gamma$, полученные на основе моделирования распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}(\rightarrow K^+ \pi^0)$. Сплошная синяя кривая показывает результат описания распределения гладкой непараметрической функцией с помощью процедуры оценки плотности Розенблатта-Парзена.

Результирующая гладкая непараметрическая функция получается суммированием всех отдельных функций Гаусса. Непараметрическая функция, полученная на основе моделирования распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}(\rightarrow K^+ \pi^0)$, показана на Рис. 3.4 и в дальнейшем использовалась для описания компоненты пикующего фона.

Вклад в пикующийся фон от частично реконструированных распадов

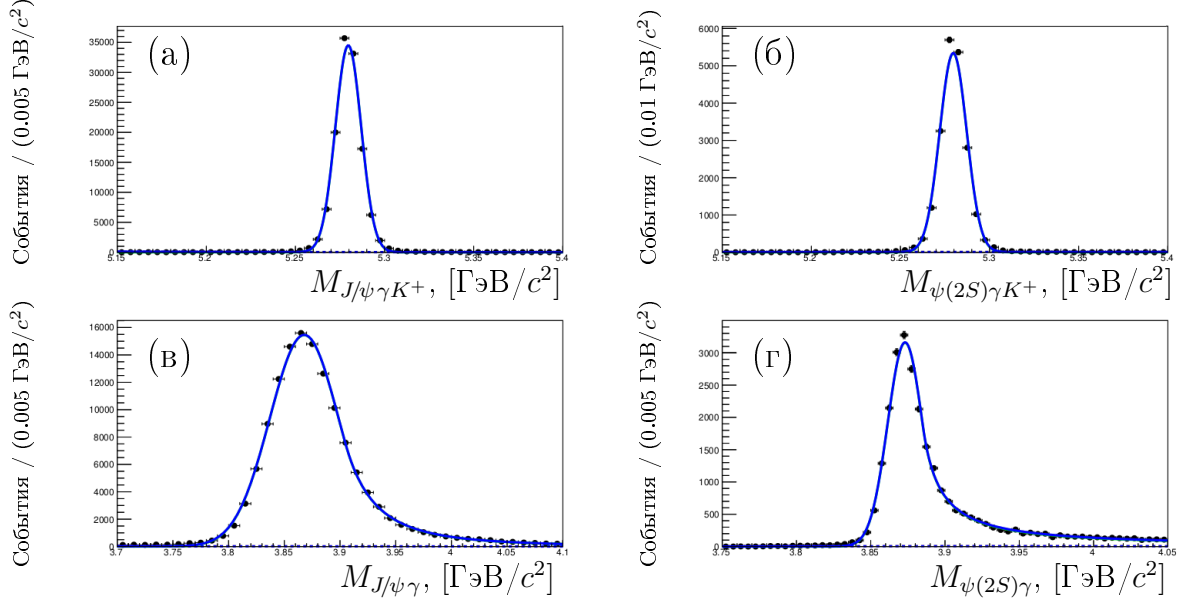


Рис. 3.5: Распределения инвариантной массы B -кандидата в распадах (а) $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ и (б) $B \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ и распределения инвариантной массы комбинации $\psi\gamma$ в распадах (в) $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ и (г) $B \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$, полученные на основе моделирования. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределений.

$B^+ \rightarrow J/\psi \eta(\rightarrow \gamma\gamma)K^+$ и $B^+ \rightarrow J/\psi \omega(\rightarrow \gamma\gamma)K^+$, распадов $B \rightarrow J/\psi \pi^+ X$ с пионом ошибочно идентифицированным как каон, а также распадов B -мезонов в состоянии с возбужденным чармонием, распадающимся на J/ψ -мезон и фотоны, пренебрежимо мал. Возможный вклад от распадов с π^0 -мезоном, ошибочно идентифицированным как один фотон, составляет менее 1% и также не включен в рассмотрение.

Сигнальная компонента представлена произведением функции Гаусса от инвариантной массы B -кандидата и модифицированной кривой Гаусса (Ур. 2.5) от инвариантной массы комбинации $J/\psi \gamma$. Ширина функции Гаусса, а также ширина и параметры α_R и n_R модифицированной кривой Гаусса фиксированы к значениям определенным из моделирования. На Рис. 3.5 показаны проекции двумерных сигнальных распределений, полученных на основе моделирования. Параметры, определенные с помощью аппроксимации данных распределений представлены в Табл. 3.3. Слева от положения сигнала в распределении инвариантной массы комбинации $J/\psi \gamma$ ($m_{J/\psi \gamma} < m_{X(3872)}$) модифицированная кривая Гаусса совпадает с обычной функцией Гаусса (что соответствует $\alpha_L = +\infty$).

Таким образом, аппроксимирующая функция может быть представлена

Таблица 3.3: Параметры сигналов $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ и $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$, определенные из аппроксимации двумерных распределений, полученных на основе моделирования.

параметр	мода J/ψ	мода $\psi(2S)$
$\sigma_B, \text{ МэВ}/c^2$	7.24 ± 0.02	7.58 ± 0.04
$\sigma_{X(3872)}, \text{ МэВ}/c^2$	30.8 ± 0.1	11.7 ± 0.1
α_R	1.20 ± 0.01	1.03 ± 0.02
n_R	2.85 ± 0.08	1.17 ± 0.03

Таблица 3.4: Параметры сигнала $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$, определенные из аппроксимации двумерного распределения.

параметр	значение
$m_B, \text{ МэВ}/c^2$	5277.7 ± 0.8
$m_{X(3872)}, \text{ МэВ}/c^2$	3873.4 ± 3.4
N	591 ± 48
χ^2/ndf	$680/632$

формулой

$$\begin{aligned}
 f(m_{J/\psi \gamma K^+}, m_{J/\psi \gamma}) &= \exp(m_{J/\psi \gamma K^+}) \times \text{pol}_2(m_{J/\psi \gamma}) + \\
 &+ f_{\text{RozPar}}(m_{J/\psi \gamma K^+}, m_{J/\psi \gamma}) + \\
 &+ f_{\text{Gauss}}(m_{J/\psi \gamma K^+}) \times f_{CB}(m_{J/\psi \gamma}) ,
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

где первое слагаемое соответствует комбинаторному фону, второе пикующему фону, а третье сигналу. Параметры сигнала, определенные с помощью аппроксимации двумерного распределения, представлены в Таблице 3.4. Проекция двумерных распределений на инвариантные массы B -кандидатов и комбинаций $J/\psi \gamma$, построенные в сигнальных областях, показаны на Рис. 3.6. Сигнальные области определены как интервалы $\pm 3\sigma$ около положения сигнала, что соответствует $m_{J/\psi \gamma K^+} \in [5258; 5300] \text{ МэВ}/c^2$ и $m_{J/\psi \gamma} \in [3784; 3967] \text{ МэВ}/c^2$. Проекция двумерных распределений, построенные в областях одинаковой ширины, показаны на Рис. 3.7 и 3.8.

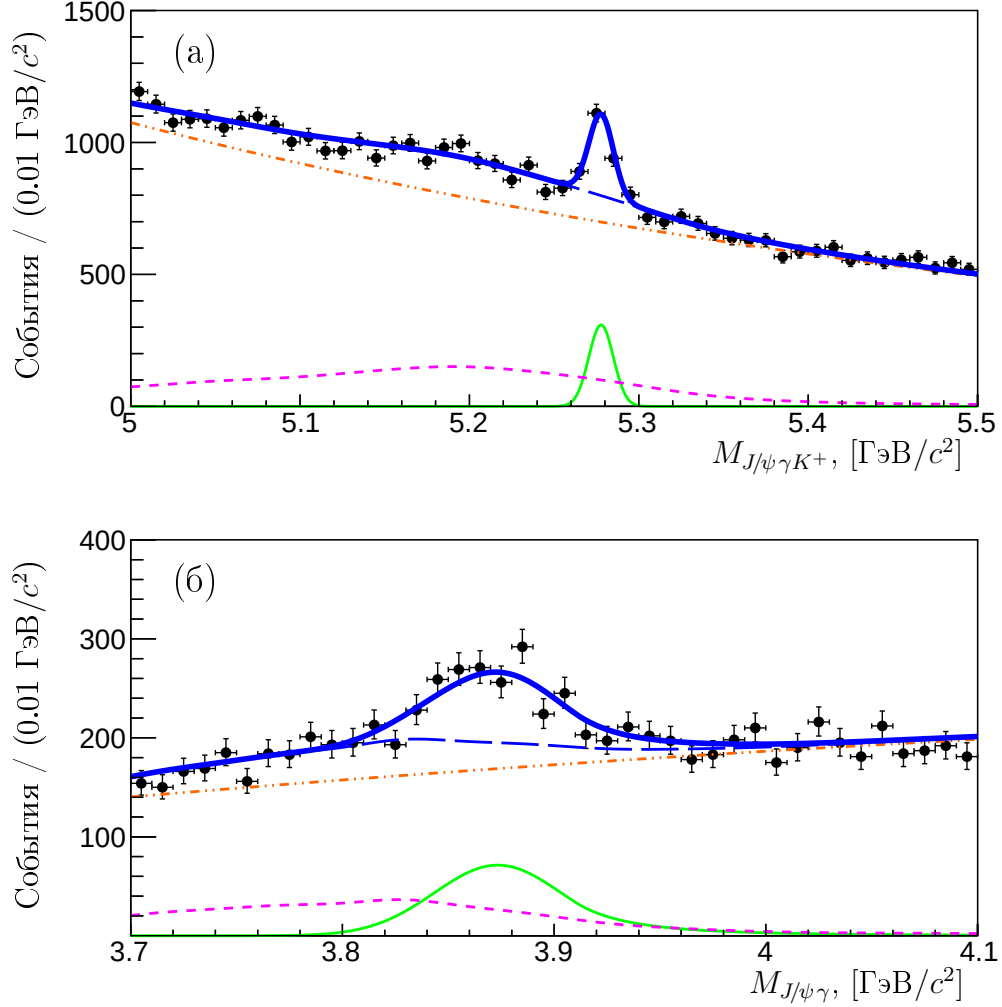


Рис. 3.6: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ кандидатов на (а) инвариантную массу комбинации $J/\psi \gamma K^+$ и (б) инвариантную массу комбинации $J/\psi \gamma$. Проекция построены в сигнальных областях, соответствующих интервалам $\pm 3\sigma$ около положения сигнального пика. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующему фону, штрих-пунктирная оранжевая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя штрихованная линия сумме комбинаторного и пикующегося фонов.

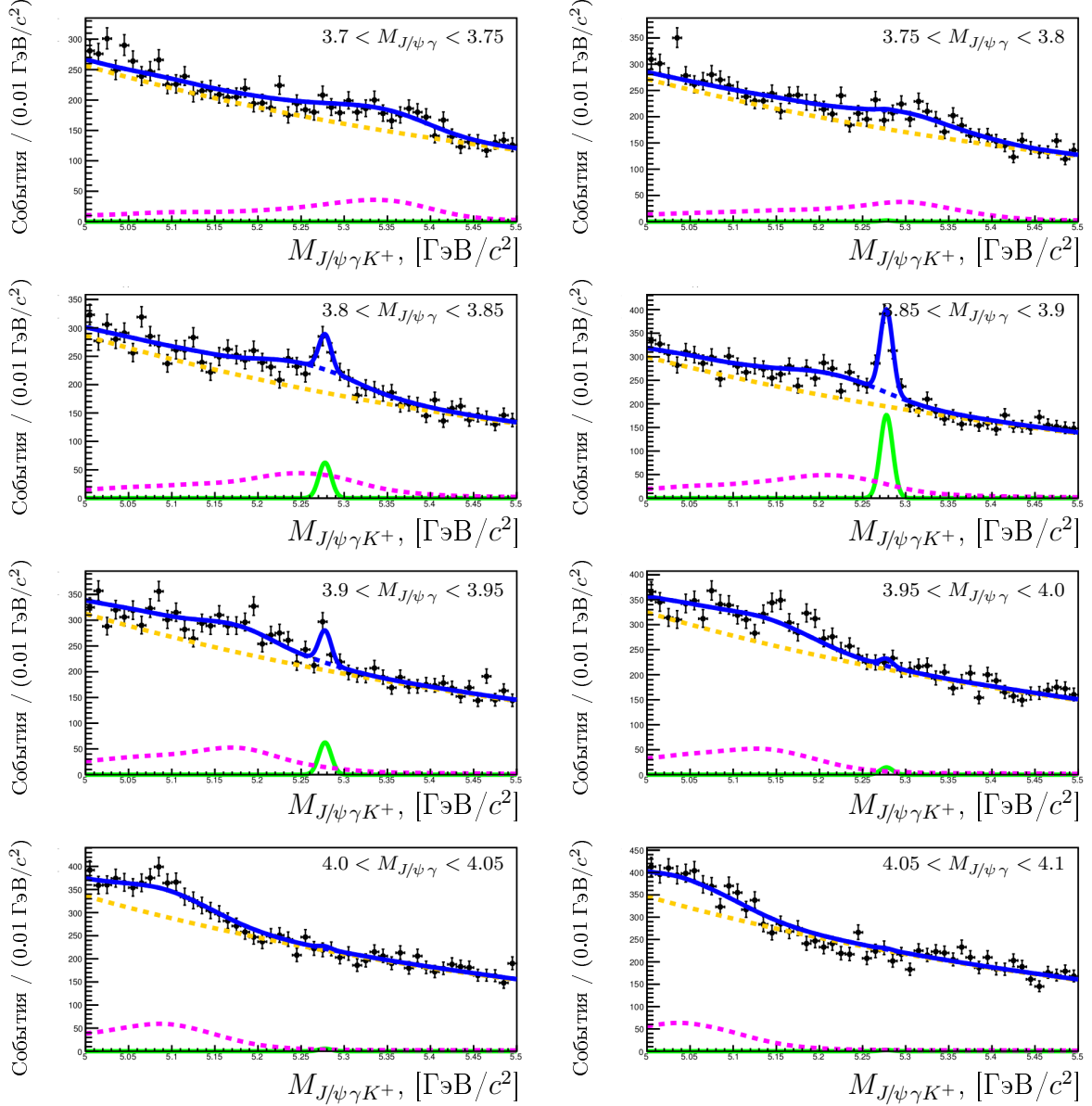


Рис. 3.7: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ кандидатов на инвариантную массу комбинации $J/\psi \gamma K^+$ в разных областях инвариантной массы комбинации $J/\psi \gamma$. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующему фону, пунктирная желтая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя пунктирная линия сумме комбинаторного и пикующего фонов.

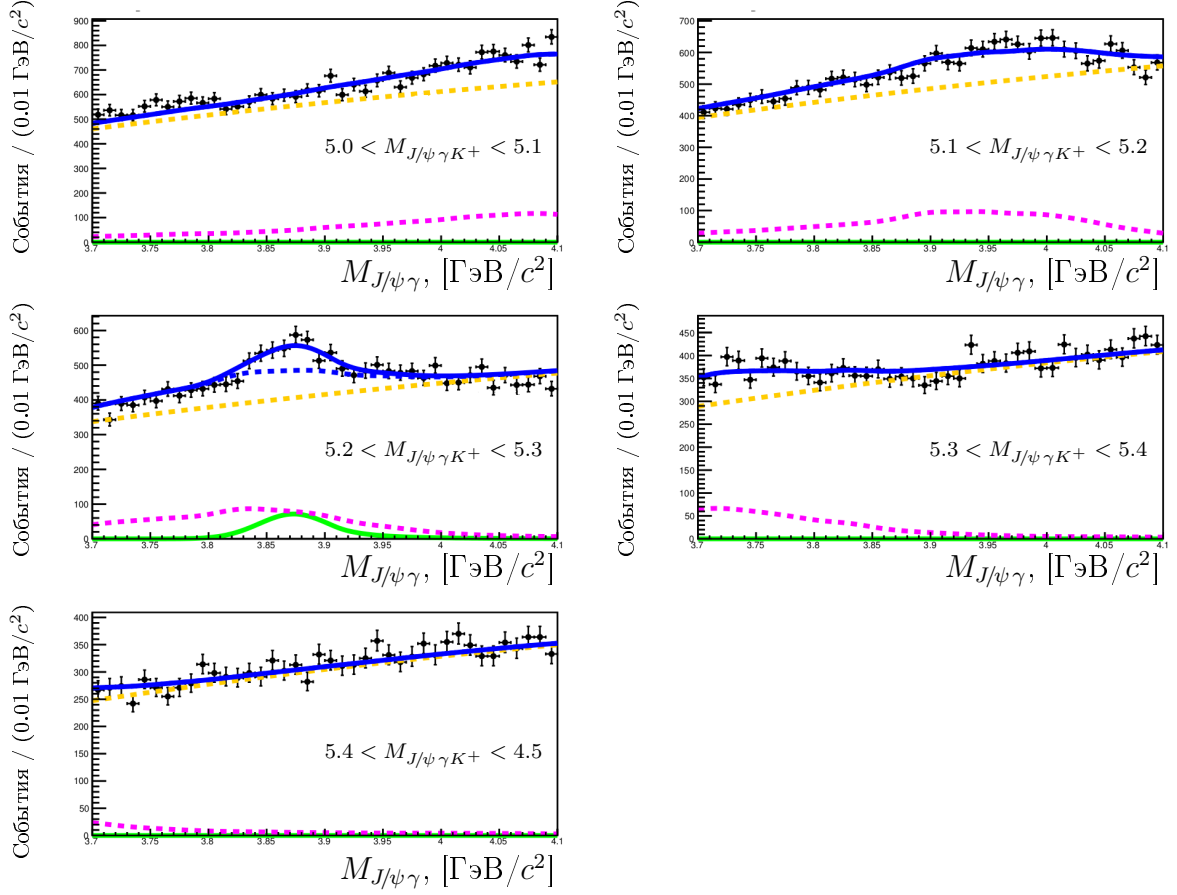


Рис. 3.8: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ кандидатов на инвариантную массу комбинации $J/\psi \gamma$ в разных областях инвариантной массы комбинации $J/\psi \gamma K^+$. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующему фону, пунктирная желтая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя пунктирная линия сумме комбинаторного и пикующего фонов.

3.3 Мода распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$

Также как и в канале J/ψ -резонанса (Разд. 3.2), число сигнальных распадов $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ определялось с помощью аппроксимации двумерного распределения инвариантной массы B -кандидата и инвариантной массы системы $\psi(2S)\gamma$. Аппроксимация выполнялась методом максимального правдоподобия, не зависящего от разбиения на бины. Двумерное распределение описывалось суммой сигнала, комбинаторного факторизуемого фона и нефакторизуемого пикующего фона.

Комбинаторный фон представлен произведением экспоненциальной функции от инвариантной массы B -кандидата и полиномиальной функции третьей степени от инвариантной массы комбинации $\psi(2S)\gamma$. В связи с тем, что при массе комбинации $\psi(2S)\gamma$ ниже $3.75 \text{ ГэВ}/c^2$ отсутствуют события, полиномиальная функция фиксирована к нулю при $m_{\psi(2S)\gamma} = 3.75 \text{ ГэВ}/c^2$ и может быть представлена формулой

$$pol_3(m_{\psi(2S)\gamma}) = (m_{\psi(2S)\gamma} - 3.75) \times (1 + c_1 m_{\psi(2S)\gamma} + c_2 m_{\psi(2S)\gamma}^2) . \quad (3.3)$$

Таким образом, как и в J/ψ -канале, полиномиальная функция имеет две степени свободы.

Основными возможными источниками пикующего фона являются

- частично реконструированные распады $B \rightarrow \psi(2S)K^+X$ ⁴ в сочетании со случайным фотоном;
- распады $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^{*+}$ с последующими распадами $K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0$ и $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, где один из фотонов из π^0 -мезона не регистрируется.

Вклад этих двух источников изучался на основе моделирования инклюзивных распадов $B \rightarrow \psi(2S)X$. Данное исследование показало, что вклад распадов $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^{*+}(\rightarrow K^+\pi^0)$ подавлен в 30 раз относительно вклада частично реконструированных распадов $B \rightarrow \psi(2S)K^+X$ в сочетании со случайным фотоном, среди которых преобладают распады $B^{0(+) } \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^{-(0)}$. Поэтому при описании компоненты пикующего фона учитывались только частично реконструированные распады $B \rightarrow \psi(2S)K^+X$ в сочетании со случайным фотоном. Как и в J/ψ -канале, описание было выполнено гладкой непараметрической

⁴Здесь B означает B^{+-} , B^0 - или B_s^0 -мезон, а X — любые дочерние частицы в распаде

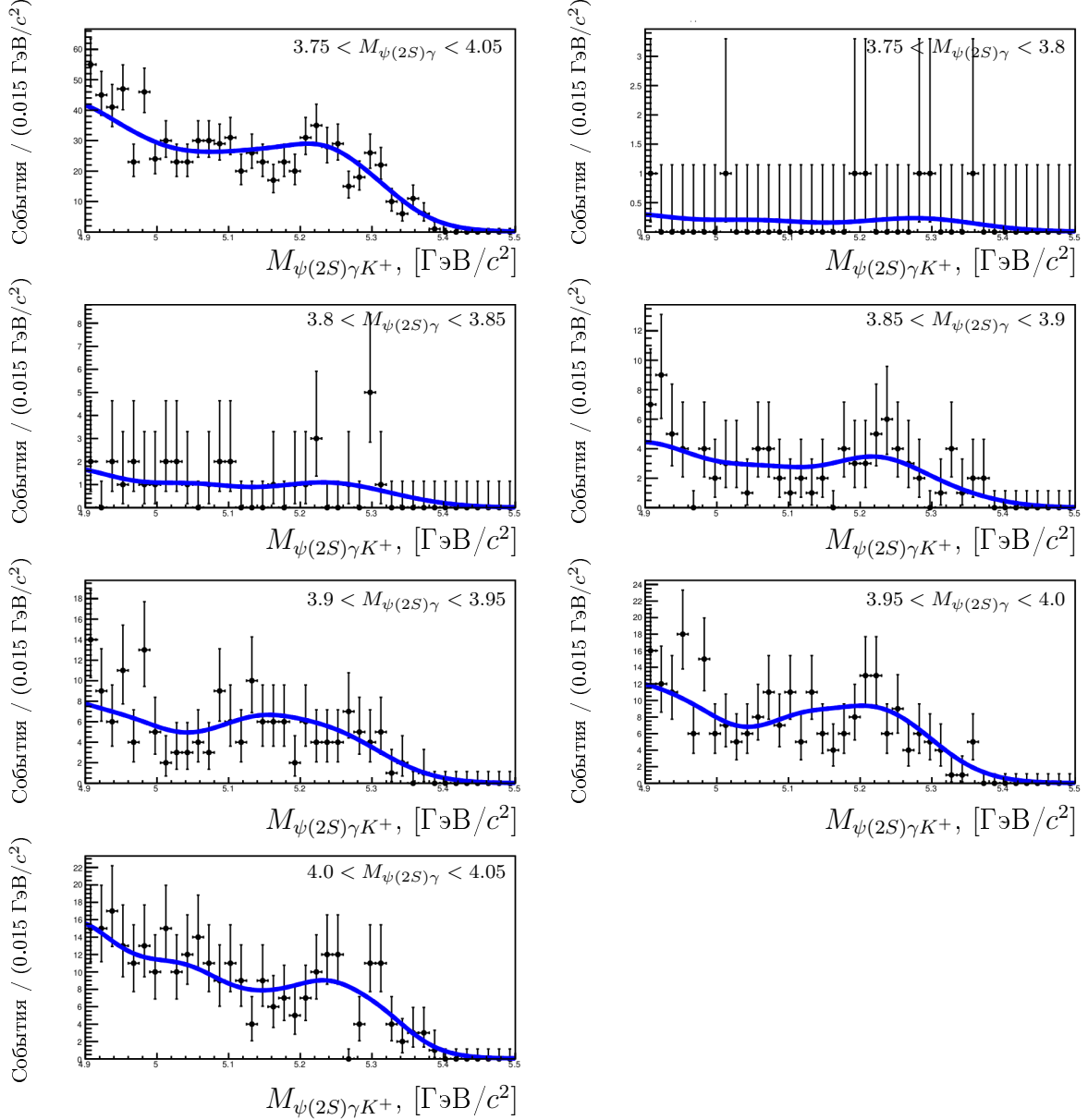


Рис. 3.9: Проекция двумерного распределения $B \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ кандидатов на инвариантную массу B -кандидата в разных областях по инвариантной массе системы $\psi(2S)\gamma$, полученные на основе моделирования распадов инклюзивных распадов $B \rightarrow \psi(2S)X$ в сочетании со случайным фотоном. Сплошная синяя кривая показывает результат описания распределения гладкой непараметрической функцией с помощью процедуры оценки плотности Розенблатта-Парзена.

функцией с помощью процедуры оценки плотности Розенблатта-Парзена [88]. Непараметрическая функция, полученная на основе моделирования инклюзивных распадов $B \rightarrow \psi(2S)X$ в сочетании со случайным фотоном, показана на Рис. 3.9.

Чтобы проверить правильность формы пикующего фона, определенной выше, был использован распад $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. С помощью той же са-

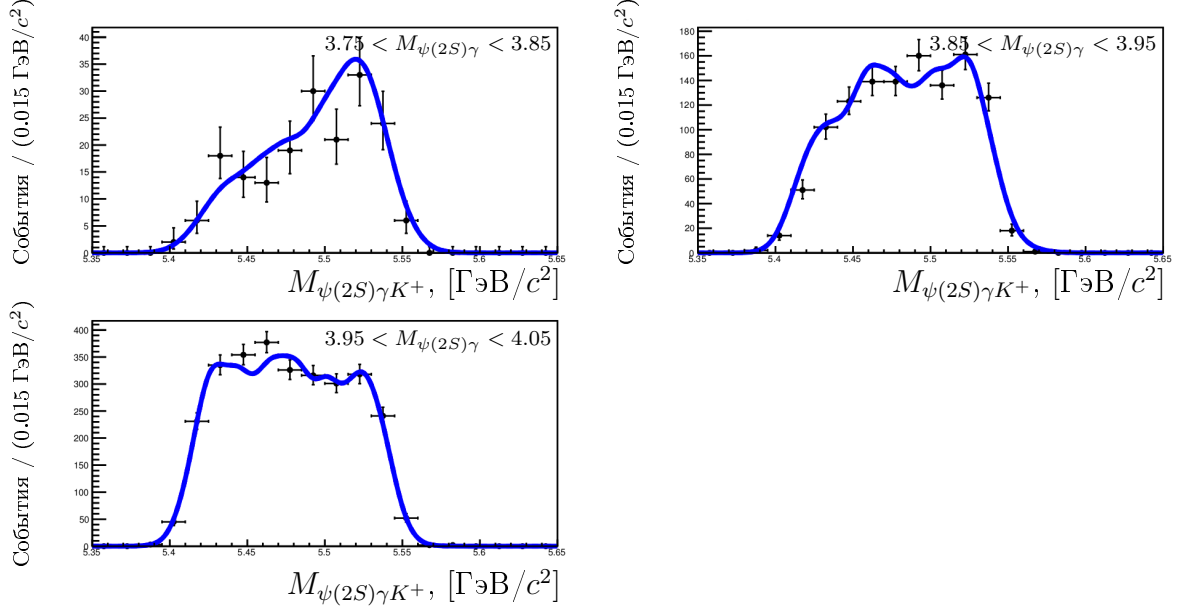


Рис. 3.10: Распределения инвариантной массы комбинации $\psi(2S)\gamma K^+$ для $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+ + \gamma$ кандидатов в разных областях по инвариантной массе системы $\psi(2S)\gamma$, полученные из данных. Сплошная синяя кривая показывает результат описания распределения гладкой непараметрической функцией, определенной на основе моделирования с помощью процедуры оценки плотности Розенблатта-Парзена.

мой процедуры моделирования была определена форма вклада от распадов $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ в сочетании со случайным фотоном, которая затем сравнивалась с данными. Сравнение проекций на инвариантную массу B -кандидата в разных областях инвариантной массы комбинации $\psi(2S)\gamma$ представлено на Рис. 3.10, точки соответствуют данным, а синяя сплошная кривая результаты аппроксимации двумерного распределения формой, определенной на основе моделирования. Как можно видеть, форма, определенная на основе моделирования, согласуется с данными.

Вклад в пикующийся фон от частично реконструированных распадов $B^+ \rightarrow \psi(2S)\eta(\rightarrow \gamma\gamma)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)\omega(\rightarrow \gamma\gamma)K^+$, распадов $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+ X$ с пионом ошибочно идентифицированным как каон, а также распадов B -мезонов в состояния с возбужденным чармонием, распадающимся на $\psi(2S)$ -мезон и фотоны, пренебрежимо мал. Возможный вклад от распадов с π^0 -мезоном, ошибочно идентифицированным как один фотон, составляет менее 1% и также не включен в рассмотрение.

Также как и в канале J/ψ -резонанса, сигнальная компонента представлена произведением функции Гаусса от инвариантной массы B -кандидата и мо-

Таблица 3.5: Параметры сигнала $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$, определенные из аппроксимации двумерного распределения.

параметр	значение
$m_B, \text{ МэВ}/c^2$	5281.9 ± 2.4
$m_{X(3872)}, \text{ МэВ}/c^2$	3869.5 ± 3.4
N	36.4 ± 9.0
χ^2/ndf	162/113

дифицированной кривой Гаусса (Ур. 2.5) от инвариантной массы комбинации $\psi(2S)\gamma$. Ширина функции Гаусса, а также ширина и параметры α_R и n_R модифицированной кривой Гаусса фиксированы к значениям, определенным из моделирования. На Рис. 3.5(б,г) показаны проекции двумерных сигнальных распределений, полученных на основе моделирования. Параметры, определенные с помощью аппроксимации данных распределений представлены в Табл. 3.3. Слева от положения сигнала в распределении инвариантной массы комбинации $\psi(2S)\gamma$ ($m_{\psi(2S)\gamma} < m_{X(3872)}$) модифицированная кривая Гаусса совпадает с обычной функцией Гаусса (что соответствует $\alpha_L = +\infty$).

Таким образом, аппроксимирующая функция может быть представлена формулой

$$\begin{aligned}
 f(m_{\psi(2S)\gamma K^+}, m_{\psi(2S)\gamma}) = & \exp(m_{\psi(2S)\gamma K^+}) \times \text{pol}_3(m_{\psi(2S)\gamma}) + \\
 & + f_{RozPar}(m_{\psi(2S)\gamma K^+}, m_{\psi(2S)\gamma}) + \\
 & + f_{Gauss}(m_{\psi(2S)\gamma K^+}) \times f_{CB}(m_{\psi(2S)\gamma}) ,
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

где первое слагаемое соответствует комбинаторному фону, второе пикующему фону, а третье сигналу. Параметры сигнала, определенные с помощью аппроксимации двумерного распределения, представлены в Табл. 3.5. Проекция двумерных распределений на инвариантные массы B -кандидатов и комбинаций $\psi(2S)\gamma$, построенные в сигнальных областях, показаны на Рис. 3.11. Сигнальные области определены как интервалы $\pm 3\sigma$ около положения сигнала, что соответствует $m_{\psi(2S)\gamma K^+} \in [5262; 5307] \text{ МэВ}/c^2$ и $m_{\psi(2S)\gamma} \in [3836; 3904] \text{ МэВ}/c^2$. Проекция двумерных распределений, построенные в областях одинаковой ширины, показаны на Рис.3.12 и 3.13.

Статистическая значимость сигнала определялась с помощью упрощенного

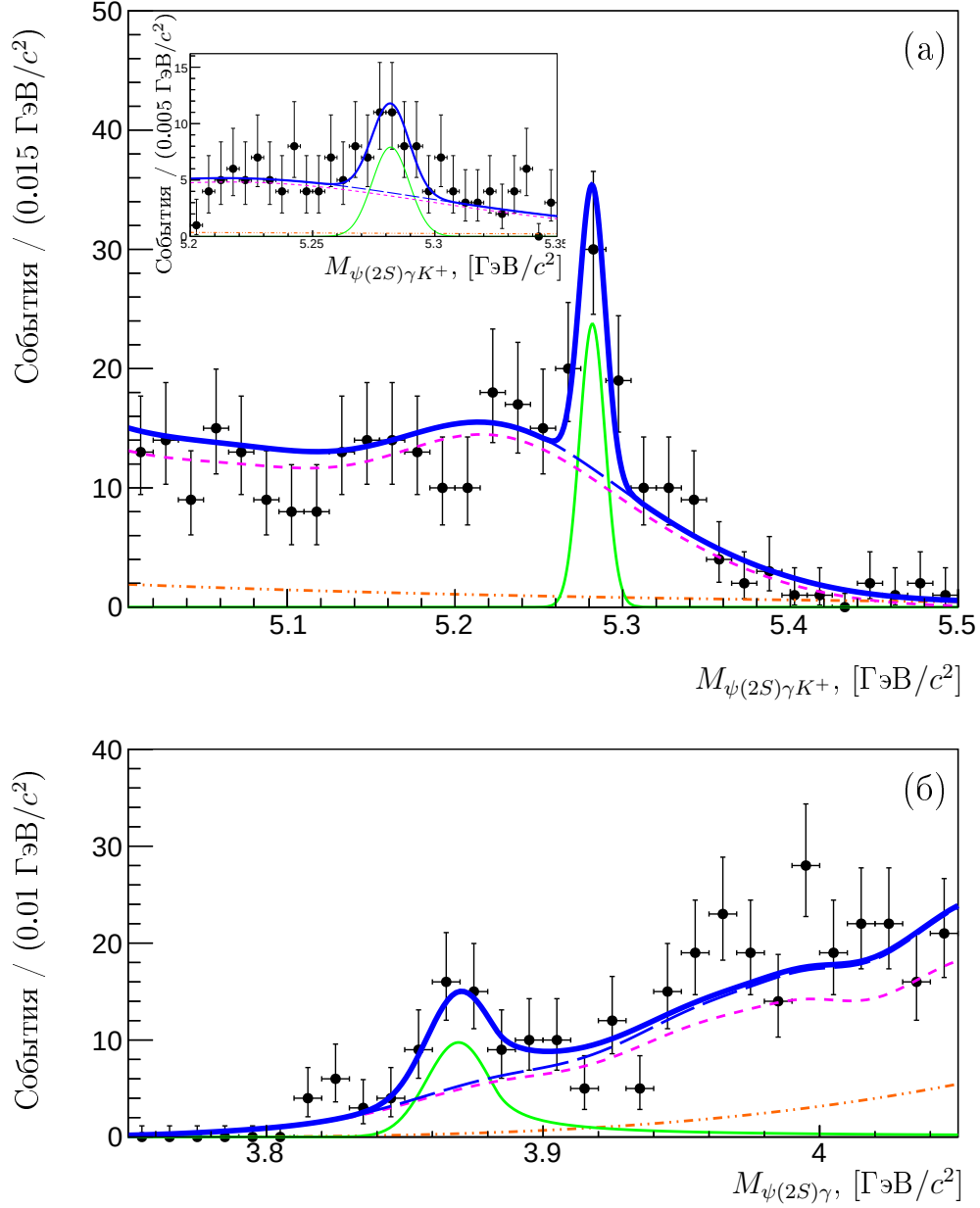


Рис. 3.11: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ кандидатов на (а) инвариантную массу комбинации $\psi(2S)\gamma K^+$ (вставка показывает увеличенную область инвариантной массы $\psi(2S)\gamma K^+$) и (б) инвариантную массу комбинации $\psi(2S)\gamma$. Проекция построены в сигнальных областях, соответствующих интервалам $\pm 3\sigma$ около положения сигнального пика. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующему фону, штрих-пунктирная оранжевая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя штрихованная линия сумме комбинаторного и пикующего фонов.

моделирования на основе серии псевдо-экспериментов, в которых имитировалось двумерное массовое распределение фоновых компонент (комбинаторной и пикующей). Псевдо-распределения фона аппроксимировались функцией,

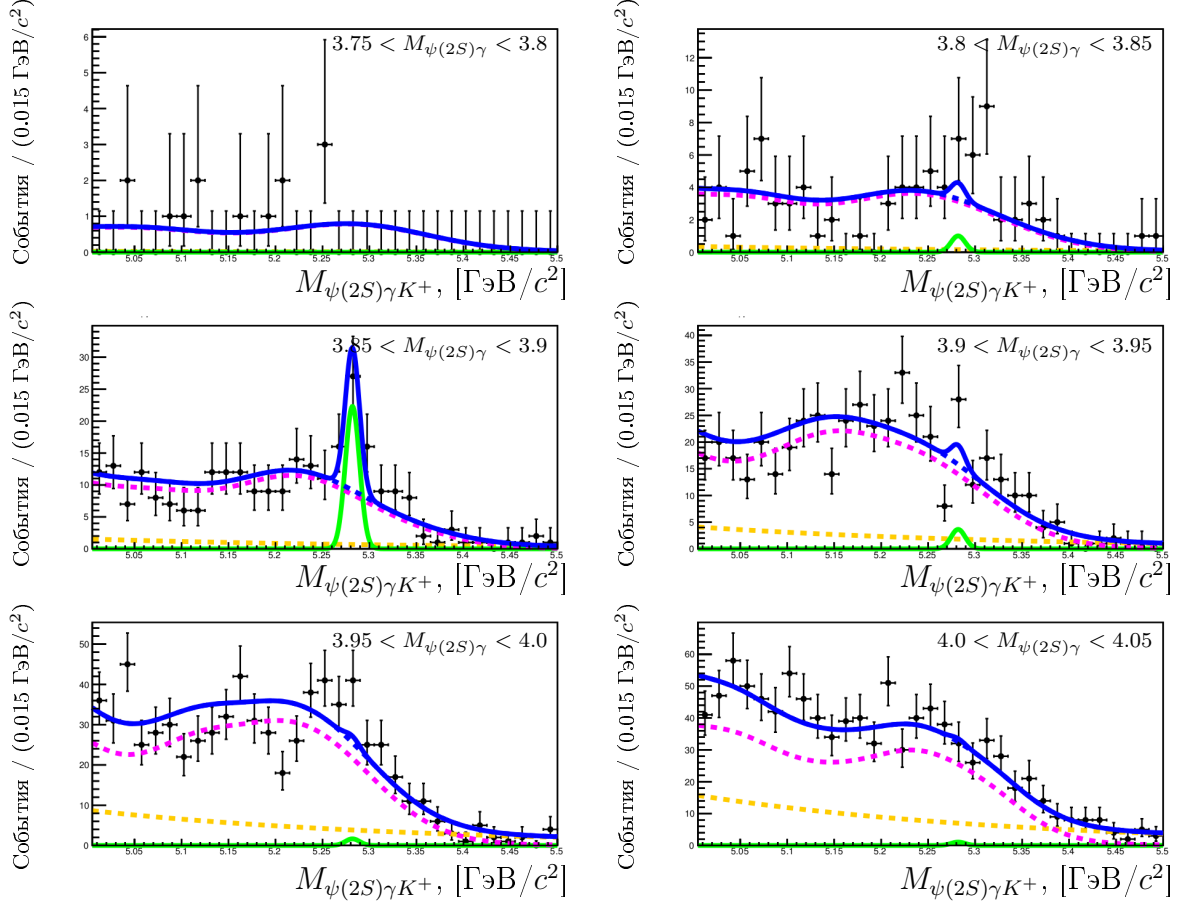


Рис. 3.12: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ кандидатов на инвариантную массу комбинации $\psi(2S)\gamma K^+$ в разных областях инвариантной массы комбинации $\psi(2S)\gamma$. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующему фону, пунктирная желтая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя пунктирная линия сумме комбинаторного и пикующего фонов.

включающей в себя сигнальную компоненту (Ур. 3.4). Таким образом определялась вероятность ошибочной интерпретации флуктуации фона в качестве сигнала. Чтобы учесть неопределенности в модели описания пикующегося фона (включая флуктуации в данных моделирования), использовалась новая процедура определения его формы. В каждом псевдо-эксперименте на основе формы, определенной ранее обычным образом, случайно генерировалось распределение с числом событий, соответствующим числу событий в данных моделирования. И затем, из этого случайного распределения получалась форма пикующегося фона, уникальная для каждого псевдо-эксперимента. Согласно результатам серии псевдо-экспериментов, вероятность того, что флуктуация фона будет ошибочно интерпретирована в качестве сигнала с более чем 36.4 событиями, состав-

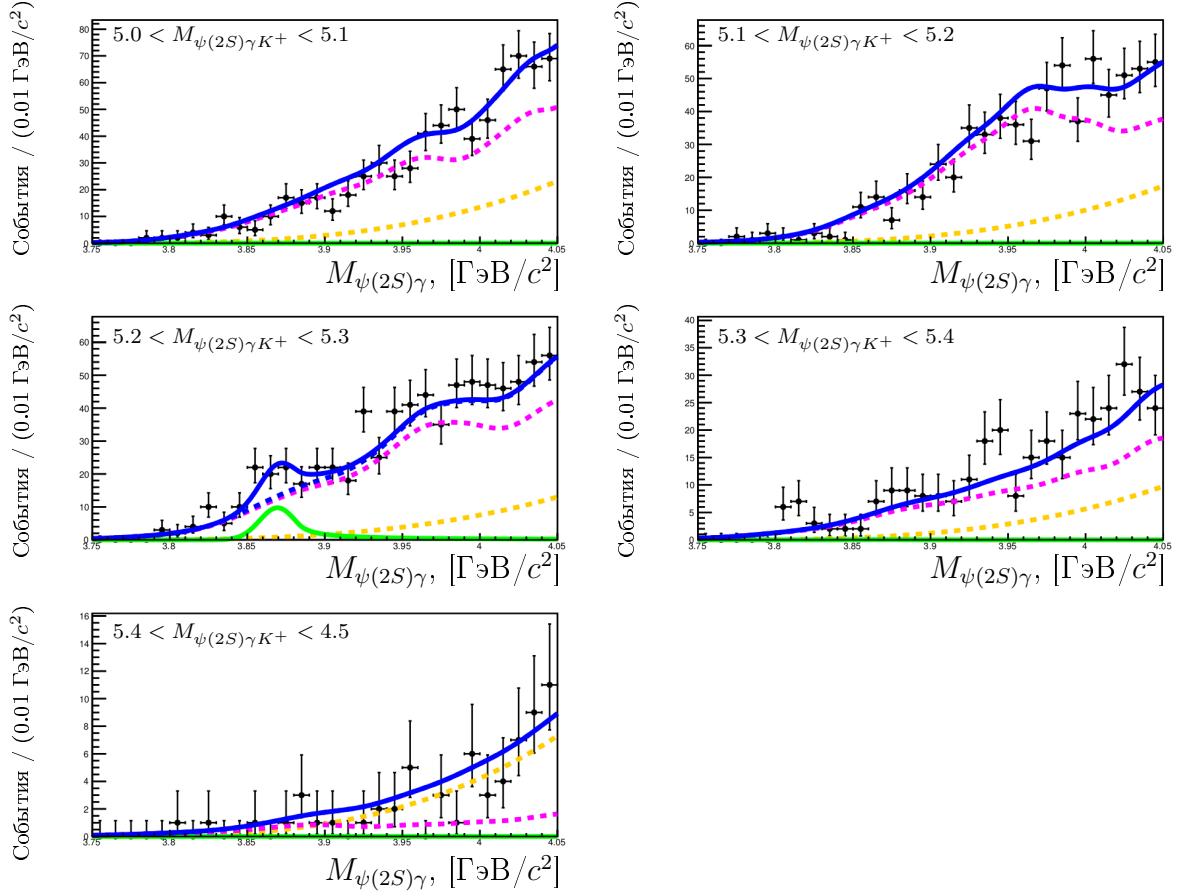


Рис. 3.13: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ кандидатов на инвариантную массу комбинации $\psi(2S)\gamma$ в разных областях инвариантной массы комбинации $\psi(2S)\gamma K^+$. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующему фону, пунктирная желтая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя пунктирная линия сумме комбинаторного и пикующего фонов.

ляет 1.2×10^{-5} , что соответствует статистической значимости 4.4 стандартных отклонения. Оценка статистической значимости сигнала без учета возможных флуктуаций в форме пикующегося фона дает 5.6 стандартных отклонений.

Таблица 3.6: Эффективности распадов и их отношения, определенные на основе моделирования с учетом поправки на спектр B -мезонов. Представленные погрешности соответствуют статистическим погрешностям, связанным с объемом данных моделирования.

	ε^{acc}	$\varepsilon^{rec\&sel}$	ε^{trig}	η_B^{corr}	ε
$\varepsilon_{J/\psi\gamma}, \%$	9.305 ± 0.019	4.608 ± 0.011	83.76 ± 0.09	1.019 ± 0.001	0.3660 ± 0.0013
$\varepsilon_{\psi(2S)\gamma}, \%$	7.278 ± 0.015	1.067 ± 0.006	90.85 ± 0.17	0.989 ± 0.001	0.0698 ± 0.0004
$\frac{\varepsilon_{J/\psi\gamma}}{\varepsilon_{\psi(2S)\gamma}}$	1.278 ± 0.001	4.319 ± 0.027	0.922 ± 0.002	1.031 ± 0.001	5.249 ± 0.035

3.4 Определение эффективностей восстановления распадов

Как было описано в Разд. 2.7, полная эффективность восстановления распада (ε) включает в себя эффективность геометрического аксептанса детектора (ε^{acc}), эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий ($\varepsilon^{rec\&sel}$) и эффективность триггера (ε^{trig}):

$$\varepsilon = \varepsilon^{acc} \times \varepsilon^{rec\&sel} \times \varepsilon^{trig}.$$

Эффективности восстановления распадов и их отношения определялись на основе данных моделирования, полученных путем, описанным в Разд. 1.8, с использованием некоторых усовершенствований. Для воспроизведения разрешения по инвариантной массе применялась процедура размытия импульсов треков. Для воспроизведения спектра B -мезонов данные моделирования перевзвешивались по поперечному импульсу и быстройте B -кандидатов ($p_T(B)$ и $y(B)$, соответственно). Используемые веса определялись на основе статистически обеспеченного распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$, имеющего одинаковую топологию с распадами $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi\gamma)K^+$. Сравнение распределений поперечного импульса и быстроты B -кандидатов, полученных с помощью данных и моделирования, показано на Рис. 3.14. По результатам перевзвешивания была определена поправка к эффективным (η_B^{corr}) отдельно для J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналов. Полученные с учетом поправок эффективности распадов $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$ и $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ и их отношения приведены в Табл. 3.6.

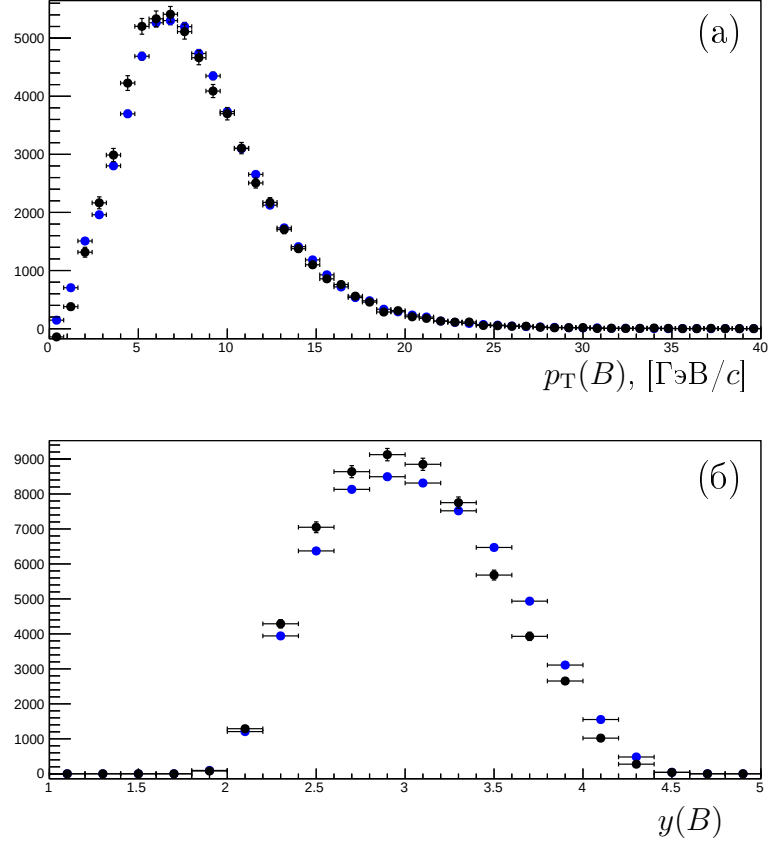


Рис. 3.14: Распределения (а) поперечного импульса и (б) быстроты B -мезонов в распадах $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi \gamma) K^+$. Черные точки соответствуют данным, синие — моделированию.

Отношение эффективностей геометрического аксептанса в J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналах отличается от единицы в связи с различием спектров фотонов в данных каналах (Рис. 3.1). Различие эффективностей $\varepsilon^{rec\&sel}$ в J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналах также связано с различием в спектрах фотонов и, помимо этого, с различными критериями отбора на поперечный импульс фотона: $p_T(\gamma) > 1$ ГэВ/с и $p_T(\gamma) > 0.6$ ГэВ/с в J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналах, соответственно (Разд. 3.1). Отношение триггерных эффективностей в каналах J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов отличается от единицы в связи с различием в спектрах мюонов. Распределения минимального из поперечных импульсов двух мюонов в этих распадах показаны на Рис. 3.15.

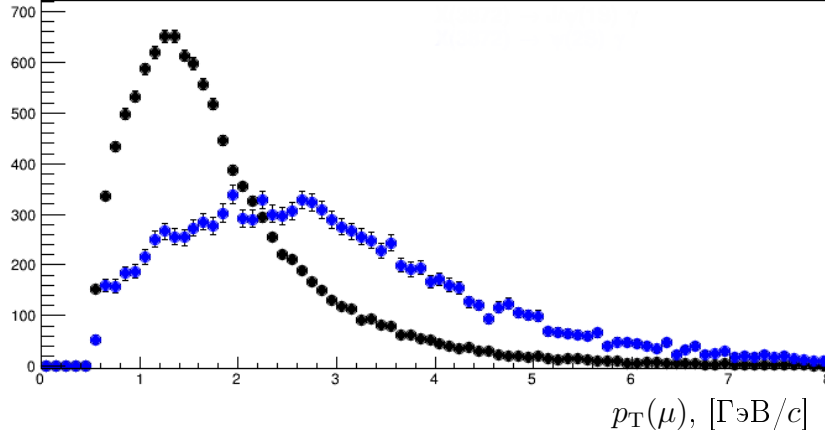


Рис. 3.15: Распределения минимального из поперечных импульсов двух мюонов в распадах $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi\gamma)K^+$, полученные с помощью моделирования после восстановления событий. Черные точки соответствуют J/ψ -каналу, а синие — $\psi(2S)$ -каналу.

3.5 Определение систематических погрешностей

Многие систематические погрешности сокращаются при вычислении отношений парциальных ширин (Ур. 3.1), как например погрешности, связанные с реконструкцией ψ -мезонов и идентификацией мюонов. Несократившиеся вклады в систематические погрешности измерений перечислены ниже.

Определение числа сигнальных событий

Основной вклад в систематическую погрешность связан с определением числа событий в распадах $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$ и $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$. Для изучения данного вклада рассматривались несколько альтернативных процедур аппроксимации двумерных распределений. Рассматриваемые источники систематической погрешности поделены на четыре категории: пикирующий фон, комбинаторный фон, сигнал и выбор области аппроксимации. Таким образом, список альтернативных процедур включает:

- описание пикирующего фона
 - с помощью процедуры оценки плотности Розенблатта-Парзена, в которой каждому событию в распределении сопоставляется отдельная функция Гаусса с шириной, измененной на фактор от 0.5 до 1.25 по сравнению с оптимальным значением;

- с учетом дополнительных компонент, соответствующих возможно-
му распаду $B^+ \rightarrow X(3915)(\rightarrow \psi\gamma)K^+$ или нерезонансному распаду
 $B \rightarrow \psi\gamma K^+$;
- описание комбинаторного фона
 - с использованием полиномиальной функции первой (второй) степени
от массы комбинации $J/\psi\gamma$ ($\psi(2S)\gamma$) вместо полиномиальной функ-
ции второй (третьей) степени;
 - с использованием полиномиальной функции второй степени от массы
 B -кандидата вместо экспоненциальной функции;
- описание сигнала
 - с разрешением по инвариантной массе системы $\psi\gamma$, фиксированным
на основе моделирования с дополнительным размытием энергии фо-
тонов;
 - с положениями массы комбинаций $\psi\gamma K^+$ и $\psi\gamma$, фиксированными на
основе моделирования;
- варьирование используемых интервалов инвариантной массы комбинаций
 $\psi\gamma K^+$ и $\psi\gamma$.

Для каждой категории оценивалась соответствующая индивидуальная си-
стематическая погрешность. Оценка производилась на основе отклонений, опре-
деляемых по следующей формуле: $\Delta_{proc}^N = \frac{N_{alternative} - N_{baseline}}{N_{baseline}}$, где $N_{alternative}$
— число событий, полученное альтернативным методом, а $N_{baseline}$ — основным
методом. Затем, индивидуальные погрешности складывались в квадратуре. В
результате, систематические погрешности определения числа событий в распа-
дах $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$ и $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ составили 6%
и 7%, соответственно.

Эффективность реконструкции фотона

Другим важным источником систематической погрешности измерения отно-
шения $\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$ является реконструкция фо-
тона. Абсолютная эффективность восстановления фотона исследовалась срав-
нением числа событий в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ с последующими распадами

$K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и числа событий в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, реконструированных в экспериментальных данных и в моделировании [64]. Согласно результатам данного исследования, для фотонов, имеющих поперечный импульс более 0.6 ГэВ/с, эффективности реконструкции, определенные на основе данных и моделирования, согласуются в пределах 6%. Таким образом, систематическая погрешность определения отношения парциальных ширин $\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$, связанная с эффективностью реконструкции фотона, считалась равной 6%.

Кинематика B -мезона

Следующим по значимости источником систематической погрешности является неопределенность в кинематике B -мезонов. Чтобы определить соответствующую погрешность сравнивались отношения эффективностей в J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналах, вычисленные с применением поправки на кинематику B -мезонов (η_B^{corr}) и без нее (Таблица 3.6). Поправка изменяет отношение эффективностей на 3%, что и принято в качестве оценки соответствующей систематической погрешности.

Критерии отбора

Другой вклад в систематическую погрешность связан с выбранными критериями отбора событий (Разд. 3.1). Для оценки систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$ исследовались эффективности различных ограничений: было произведено сравнение эффективностей, определенных на основе данных и моделирования. Ограниченная статистика и высокий уровень фона в распадах $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi\gamma)K^+$ не позволяют определять эффективности из данных. Поэтому использовался статистически обеспеченный распад $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$, имеющий одинаковую топологию с изучаемыми распадами.

Относительные эффективности ограничения на $p_T(K)$, полученные для распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$, показаны на Рис. 3.16(a). Черные точки и синие треугольники соответствуют значениям, полученным с помощью данных и моделирования, соответственно. Отношение эффективностей, определенных на основе данных и моделирования для распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$, показано

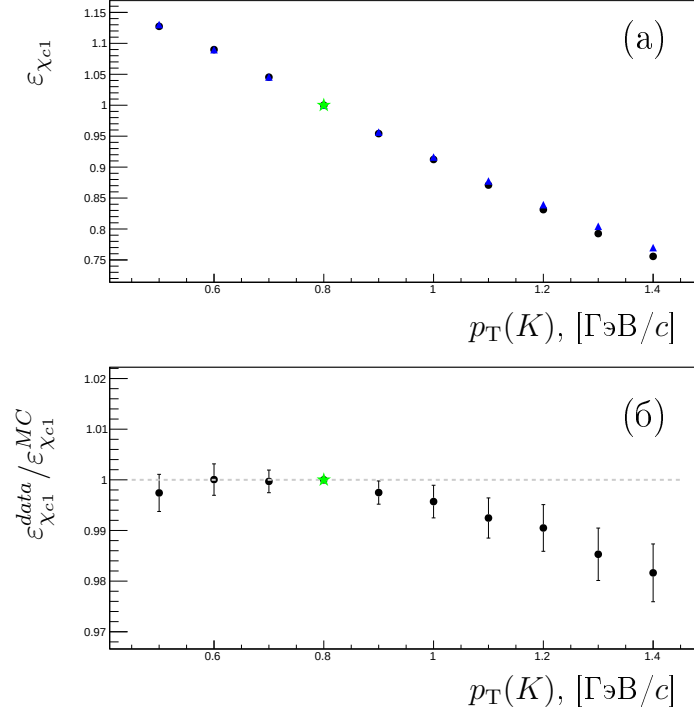


Рис. 3.16: (а) Относительные эффективности ограничения на $p_T(K)$, полученные для распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi \gamma) K^+$ на основе данных и моделирования, и (б) отношение данных эффективностей. Черные точки соответствуют значениям, полученным на основе данных, синие треугольники — на основе моделирования, а зеленая звезда соответствует ограничению, используемому в анализе.

на Рис. 3.16(б). Значения, полученные с помощью данных и моделирования согласуются в пределах 2%.

Тем же методом проверялось согласие между данными и моделированием для ограничений на поперечный импульс фотонов, χ_{DTF}^2/ndf (Рис. 3.17) и π^0 -вето (Рис. 3.18). Максимальное различие между данными и моделированием составило 2% и принято за величину систематической погрешности измерения отношения $\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma)$.

Триггер

Систематическая погрешность, связанная с определением эффективности триггера, исследовалась с использованием статистически обеспеченного распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ [69]. События в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, как и события в анализируемых распадах, отобраны триггером на наличие димюонного кандидата, и имеют кинематику ψ -мезонов, совпадающую с кинематикой ψ -мезонов в анализируемых распадах. Систематическая погрешность была получена сравнением

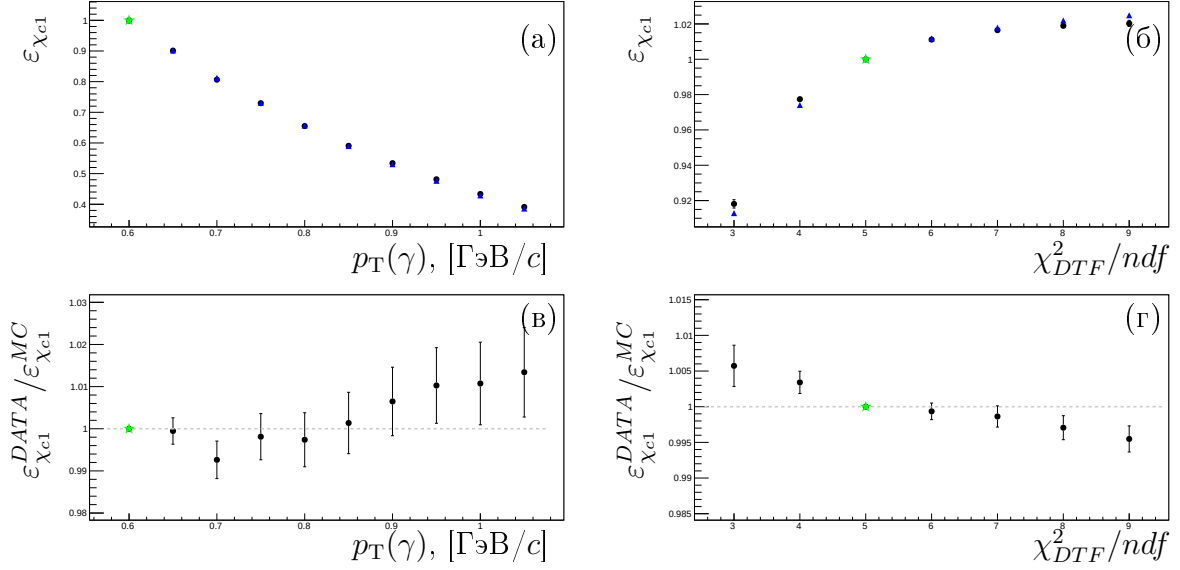


Рис. 3.17: Относительные эффективности ограничения на (а) $p_T(\gamma)$ и (б) χ^2_{DTF}/ndf , полученные для распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi \gamma) K^+$ на основе данных и моделирования, и отношение эффективностей ограничений на (в) $p_T(\gamma)$ и (г) χ^2_{DTF}/ndf , определенных на основе данных и моделирования. Черные точки соответствуют значениям, полученным на основе данных, синие треугольники — на основе моделирования, а зеленая звезда соответствует ограничению, используемому в анализе.

эффективностей триггера, полученных на основе экспериментальных данных и моделирования, и составила 1%.

Парциальные ширины

В связи с тем, что диэлектронные парциальные ширины распадов $\psi \rightarrow l^+ l^-$ известны с лучшей точностью, чем димюонные, для вычисления отношения димюонных парциальных ширин J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов использовалась лептонная универсальность: $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)/\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^- e^-)/\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow e^- e^-) = 7.60 \pm 0.18$ [30]. Таким образом, систематическая погрешность, связанная с неопределенностью в знании парциальных ширин распадов $\psi \rightarrow l^+ l^-$, равна 2%.

Полная погрешность

Погрешность, связанная с конечным объемом данных моделирования, составила 1% и также включена в систематическую погрешность измерения. Полная систематическая погрешность вычислялась как корень из суммы квадратов

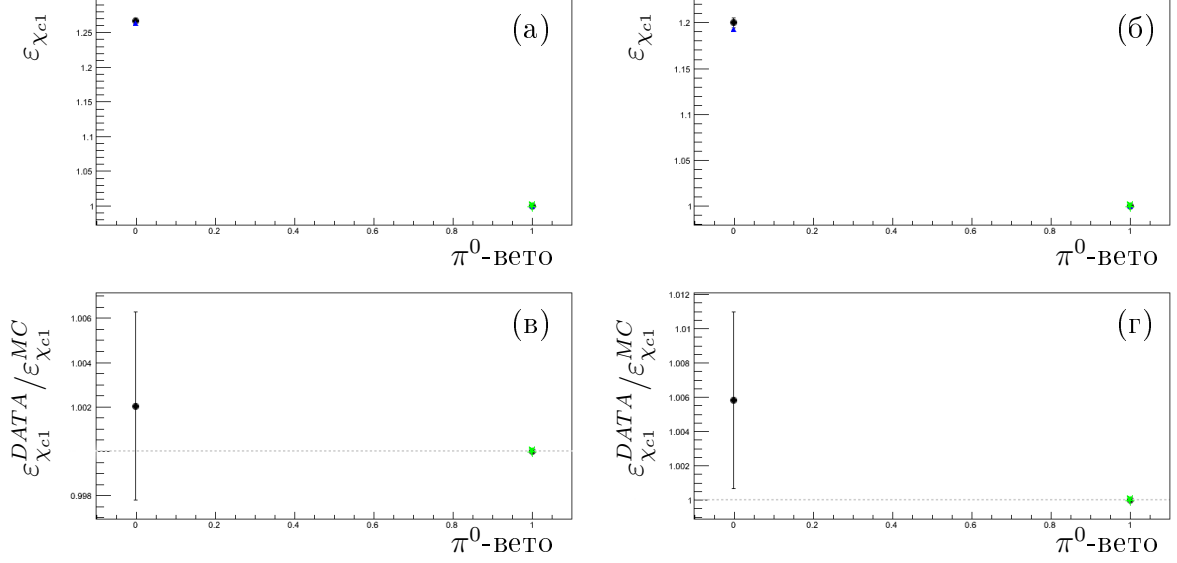


Рис. 3.18: Относительные эффективности π^0 -вето при ограничении (а) $p_T(\gamma) > 0.6$ ГэВ/с и (б) $p_T(\gamma) > 1.0$ ГэВ/с, полученные для распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(\rightarrow J/\psi \gamma) K^+$ на основе данных и моделирования, и отношение эффективностей π^0 -вето при ограничении (в) $p_T(\gamma) > 0.6$ ГэВ/с и (г) $p_T(\gamma) > 1.0$ ГэВ/с, определенных на основе данных и моделирования. Черные точки соответствуют значениям, полученным на основе данных, синие треугольники — на основе моделирования, а зеленая звезда соответствует ограничению, используемому в анализе.

отдельных систематических погрешностей. В результате, систематическая погрешность измерения отношения $\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma) / \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma)$ составила 12%. Различные вклады в систематические погрешности измерения отношения парциальных ширин приведены в Табл. 3.7.

3.6 Результат измерения отношения парциальных ширин

На основе данных, набранных в эксперименте LHCb при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 1 и 2 фб $^{-1}$, соответственно, было найдено свидетельство распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ в распадах $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ со значимостью 4.4 стандартных отклонения. С учетом результатов Разд. 3.2, 3.3, 3.4

Таблица 3.7: Систематические погрешности (в %) измерения отношения парциальных ширин.

источник	$\frac{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)}$
число событий $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$	6
число событий $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$	7
реконструкция фотона	6
кинематика B -мезона	3
критерии отбора	2
триггер	1
$\mathcal{B}(\psi \rightarrow l^+l^-)$	2
размер данных моделирования	1
полная погрешность	12

и 3.5 получено следующее отношение парциальных ширин:

$$R_{\psi\gamma} = \frac{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)} = 2.46 \pm 0.64 \text{ (стат.)} \pm 0.29 \text{ (сист.)} , \quad (3.5)$$

где первая погрешность статистическая, а вторая систематическая.

Представленное измерение имеет лучшую на данный момент точность и сравнимо с результатами сотрудничества Belle [29] и BaBar [28]. Сравнение измеренного отношения парциальных ширин с теоретическими предсказаниями показано на Рис. 3.19. Результат измерения $R_{\psi\gamma}$ согласуется с теоретическими предсказаниями в рамках модели чистого чармония [27, 81, 82, 83, 84, 85] и модели смеси $D\bar{D}^*$ -молекулы и чармония [27, 86]. Измеренное значение $R_{\psi\gamma}$ исключает ряд предсказаний [25, 26, 21] для чисто молекулярной модели состояния $X(3872)$. В то же время, в работе [89] указывается на невозможность однозначного вывода о соотношении молекулярной и чармониевой компонент в состоянии $X(3872)$ ввиду больших теоретических неопределенностей.

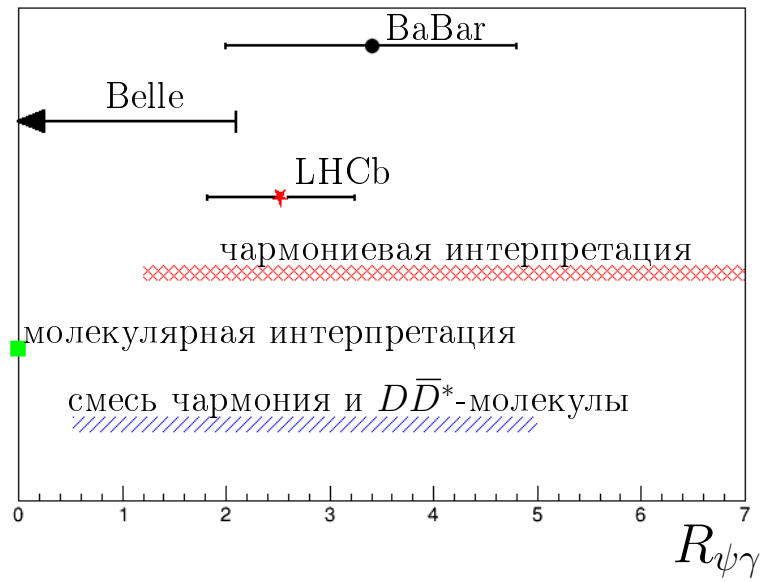


Рис. 3.19: Сравнение результатов измерения $R_{\psi\gamma}$ и теоретических значений, предсказанных исходя из разных интерпретаций состояния $X(3872)$.

Заключение

Результаты данной диссертационной работы основаны на анализе данных, набранных в эксперименте ЛНСб в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и соответствующих интегральной светимости от 1 до 3 фб⁻¹. Получены следующие результаты:

1. Разработан метод восстановления распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и нормировочного канала $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ в условиях эксперимента ЛНСб. Разработан метод разделения мод распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ на основе инвариантной массы B -кандидата.
2. Обнаружены распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$, и измерены отношения парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$ и $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}$ с точностью лучше среднемировой. Результаты согласуются с измерениями предыдущих экспериментов и теоретическими предсказаниями.
3. Разработан метод восстановления распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и нормировочного канала $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ в условиях эксперимента ЛНСб.
4. Впервые обнаружен распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$, и измерено отношение парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}$. Измеренное значение находится в согласии с аналогичным отношением парциальных ширин в распадах B^0 -мезонов.
5. Разработан метод восстановления распадов $B^+ \rightarrow X(3872) K^+$ с последующими распадами $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$ в условиях эксперимента ЛНСб.
6. В распадах $B^+ \rightarrow X(3872) K^+$ обнаружено свидетельство распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$ со значимостью 4.4 стандартных отклонения. Данный результат подтверждает свидетельство распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$, ранее

полученное сотрудничеством BaBar. Измерено отношение парциальных
ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ с точностью луч-
ше среднемировой. Результат согласуется с измерениями экспериментов
BaBar и Belle.

Благодарности

В первую очередь хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю Егорычеву Виктору Юрьевичу за постановку интересной задачи, активное руководство и создание стимулирующей научной атмосферы. Важность его заботливого отношения и постоянного внимания к моей работе трудно переоценить.

Я также глубоко благодарен Ивану Михайловичу Беляеву за неоценимую помощь, многочисленные советы, обсуждения и его терпеливые объяснения, без которых было бы невозможно выполнение этой работы.

Мне очень приятно поблагодарить Калашникову Юлию Сергеевну за полезные и плодотворные обсуждения результатов работы.

Я очень признателен своим коллегам из ИТЭФ Дмитрию Голубкову, Дарье Савриной и Сергею Поликарпову за многочисленные полезные обсуждения и создание приятной рабочей атмосферы.

Мне приятно также поблагодарить моих коллег из коллаборации LHCb M. Needham, G. Manca, M. Pappagallo, E. Tournefier, R. McNulty, G. Wormser, T. Gershon и А. Голутвина за полезные обсуждения полученных результатов и помощь в подготовке статей к печати.

Я также хочу выразить признательность всему преподавательскому составу кафедры «Физика элементарных частиц» в ИТЭФ, в частности заведующему кафедры член-корр. РАН, д.ф.-м.н. М. В. Данилову и заместителю заведующего кафедры к.ф.-м.н. Т. В. Углову за создание благоприятной учебной атмосферы.

И, конечно же, я бесконечно благодарен моей маме и всем родственникам за постоянную поддержку и заботу, за их присутствие в моей жизни.

Литература

- [1] ATLAS collaboration, G. Aad *et al.*, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 1.
- [2] CMS collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 30.
- [3] Н. В. Красников, В. А. Матвеев, *Поиск новой физики на большом адронном коллайдере*, УФН **174** (2004) 697.
- [4] I. I. Y. Bigi and A. I. Sanda, *Notes on the Observability of CP Violations in B Decays*, Nucl. Phys. **B193** (1981) 85.
- [5] Г. В. Пахлова, П. Н. Пахлов, С. И. Эйдельман, *Экзотический чармоний*, УФН **180** (2010) 225.
- [6] M. Bauer, B. Stech, and M. Wirbel, *Exclusive Nonleptonic Decays of D, D_s⁺, and B Mesons*, Z. Phys. **C34** (1987) 103.
- [7] Belle collaboration, A. Garmash *et al.*, *Dalitz analysis of the three-body charmless decays B⁺ → K⁺π⁺π⁻ and B⁺ → K⁺K⁺K⁻*, Phys. Rev. **D71** (2005) 092003, arXiv:hep-ex/0412066.
- [8] BaBar collaboration, J. Lees *et al.*, *Study of CP violation in Dalitz-plot analyses of B⁰ → K⁺K⁻K_(S)⁰, B⁺ → K⁺K⁻K⁺, and B⁺ → K_(S)⁰K_(S)⁰K⁺*, Phys. Rev. **D85** (2012) 112010, arXiv:1201.5897.
- [9] BaBar collaboration, J. Lees *et al.*, *Observation of the rare decay B⁺ → K⁺π⁰π⁰ and measurement of the quasi-two body contributions B⁺ → K^{*+}π⁰, B⁺ → f₀(980)K⁺ and B⁺ → χ_{c0}K⁺*, Phys. Rev. **D84** (2011) 092007, arXiv:1109.0143.

- [10] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, *Evidence for Direct CP Violation from Dalitz-plot analysis of $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$* , Phys. Rev. **D78** (2008) 012004, arXiv:0803.4451.
- [11] BaBar collaboration, J. Lees *et al.*, *Amplitude analysis and measurement of the time-dependent CP asymmetry of $B^0 \rightarrow K_s^0 K_s^0 K_s^0$ decays*, Phys. Rev. **D85** (2011) 054023, arXiv:1111.3636.
- [12] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, *Observation of $B^0 \rightarrow \chi_{c0} K^{*0}$ and evidence for $B^+ \rightarrow \chi_{c0} K^{*+}$* , Phys. Rev. **D78** (2008) 091101, arXiv:0808.1487.
- [13] C. Meng, Y.-J. Gao, and K.-T. Chao, *Puzzles in $B \rightarrow h_c(\chi_{c2})K$ Decays and QCD Factorization*, arXiv:hep-ph/0607221.
- [14] M. Beneke and L. Vernazza, *$B \rightarrow \chi_{cJ} K$ decays revisited*, Nucl. Phys. **B811** (2009) 155, arXiv:0810.3575.
- [15] Belle collaboration, S.-K. Choi *et al.*, *Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^- J/\psi$ decays*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 262001, arXiv:hep-ex/0309032.
- [16] S. Godfrey and S. L. Olsen, *The exotic XYZ charmonium-like mesons*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **58** (2008) 51, arXiv:0801.3867.
- [17] S.-L. Zhu *et al.*, *XYZ states*, PoS **Hadron 2013** (2013) 005, arXiv:1311.3763.
- [18] F. E. Close and P. R. Page, *The $D^{*0}\bar{D}^0$ threshold resonance*, Phys. Lett. **B578** (2004) 119.
- [19] M. B. Voloshin, *Interference and binding effects in decays of possible molecular component of $X(3872)$* , Phys. Lett. **B579** (2004) 316.
- [20] N. A. Tornqvist, *Isospin breaking of the narrow charmonium state of Belle at 3872 MeV as a deuson*, Phys. Lett. **B590** (2004) 209, arXiv:hep-ph/0402237.
- [21] E. S. Swanson, *Molecular interpretation of the $X(3872)$* , Phys. Lett. **B588** (2004) 189, arXiv:hep-ph/0410284.
- [22] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa, and V. Riquer, *Diquark-antidiquarks with hidden or open charm and the nature of $X(3872)$* , Phys. Rev. **D71** (2005) 014028, arXiv:hep-ph/0412098.

- [23] B. A. Li, *Is $X(3872)$ a possible candidate as a hybrid meson?*, Phys. Lett. **B605** (2005) 306, arXiv:hep-ph/0410264.
- [24] M. Suzuki, *The $X(3872)$ boson: Molecule or charmonium*, Phys. Rev. **D72** (2005) 114013, arXiv:hep-ph/0508258.
- [25] Y. Dong, A. Faessler, T. Gutsche, and V. E. Lyubovitskij, *$J/\psi\gamma$ and $\psi(2S)\gamma$ decay modes of the $X(3872)$* , J. Phys. **G38** (2011) 015001, arXiv:0909.0380.
- [26] J. Ferretti and G. Galata, *Quark structure of the $X(3872)$ and $\chi_b(3P)$ resonances*, arXiv:1401.4431.
- [27] A. M. Badalin, V. D. Orlovsky, Y. A. Simonov, and B. L. G. Bakker, *The ratio of decay widths of $X(3872)$ to $\psi'\gamma$ and $J/\psi\gamma$ as a test of the $X(3872)$ dynamical structure*, Phys. Rev. **D85** (2012) 114002, arXiv:hep-ph/1202.4882.
- [28] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, *Evidence for $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ in $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$ decays, and a study of $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$* , Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 132001, arXiv:0809.0042.
- [29] Belle collaboration, V. Bhardwaj *et al.*, *Observation of $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ and search for $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ in B decays*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 091803, arXiv:1105.0177.
- [30] Particle Data Group, K. A. Olive *et al.*, *Review of particle physics*, Chin. Phys. **C38** (2014) 090001.
- [31] L. Evans and P. Bryant, *LHC machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [32] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr. *et al.*, *The LHCb detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.
- [33] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and manual*, JHEP **05** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [34] LHCb collaboration, *LHCb magnet: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-1.
- [35] LHCb collaboration, *LHCb VELO (VERtex LOcator): Technical Design Report.*, LHCb-TDR-5.

- [36] T. Latham, *Performance of the LHCb vector detector*, LHCb-PROC-2012-054.
- [37] LHCb collaboration, *LHCb inner tracker: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-8.
- [38] LHCb collaboration, *LHCb Outer Tracker: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-6.
- [39] LHCb collaboration, *LHCb RICH: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-3.
- [40] P. Cherenkov, *Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light*, Phys. Rev. **52** (1937) 378.
- [41] A. Powell, *Particle identification at LHCb*, 35th International Conference on High Energy Physics, Paris, France (2010) pp.020.
- [42] LHCb collaboration, *LHCb calorimeters: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-2.
- [43] I. Machikhiliyan, *The lhcb electromagnetic calorimeter*, J. Phys. : Conf. Ser. **160** (2009) 012047.
- [44] Y. Guz, *The lhcb electromagnetic calorimeter*, J. Phys. : Conf. Ser. **160** (2009) 012054.
- [45] LHCb collaboration, *LHCb muon system: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-4.
- [46] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr *et al.*, *Performance of the lhcb muon system*, J. Instrum. **8** (2012) P02022.
- [47] I. Belyaev *et al.*, *Handling of the generation of primary events in GAUSS, the LHCb simulation framework*, Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC) **IEEE** (2010) 1155.
- [48] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152.
- [49] P. Golonka and Z. Was, *PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays*, Eur. Phys. J. **C45** (2006) 97, arXiv:hep-ph/0506026.

- [50] GEANT4 collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [51] O. Callot, *FastVelo, a fast and efficient pattern recognition package for the Velo*, CERN-LHCb-PUB-2011-001.
- [52] R. E. Kalman, *A new approach to linear filtering and prediction problems*, J. Basic Eng. **D82** (1960) 35.
- [53] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *The LHCb trigger and its performance in 2011*, JINST **8** (2013) P04022, arXiv:1211.3055.
- [54] V. Gligorov, C. Thomas, and M. Williams, *The HLT inclusive B triggers*, LHCb-PUB-2011-016.
- [55] P. Colangelo, F. De Fazio, and W. Wang, *Nonleptonic B_s^0 to charmonium decays: analyses in pursuit of determining the weak phase β_s* , arXiv:1009.4612.
- [56] P. Colangelo, F. De Fazio, and T. N. Pham, *$B^- \rightarrow K^- \chi_{c0}$ decay from charmed meson rescattering*, Phys. Lett. **B542** (2002) 71.
- [57] B. Melić, *LCSR analysis of exclusive two-body B decay into charmonium*, Phys. Lett. **B591** (2004) 91.
- [58] Z.-Z. Song, C. Meng, Y.-J. Gao, and K.-T. Chao, *Infrared divergences of B-meson exclusive decays to P-wave charmonia in QCD factorization and nonrelativistic QCD*, Phys. Rev. **D69** (2004) 054009.
- [59] T. N. Pham and G. H. Zhu, *$B \rightarrow \chi_{c0,2} K$ decays: a model estimation*, Phys. Lett. **B619** (2005) 313, arXiv:hep-ph/0412428.
- [60] C. Meng, Y.-J. Gao, and K.-T. Chao, *Nonfactorizable $B \rightarrow \chi_{c0} K$ decay and QCD factorization*, Commun. Theor. Phys. **48** (2007) 885, arXiv:hep-ph/0502240.
- [61] Y.-J. Gao, C. Meng, and K.-T. Chao, *$\psi(3770)$ and B meson exclusive decay $B \rightarrow \psi(3770) K$ in QCD factorization*, Eur. Phys. J. A **28** (2006) 361, arXiv:hep-ph/0606044.

- [62] G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. Lepage, *Rigorous QCD predictions for decays of P wave quarkonia*, Phys. Rev. **D46** (1914) 1992, arXiv:hep-lat/9205006.
- [63] LHCb collaboration, M. Needham, *Clone track identification using the Kullback-Liebler Distance*, CERN-LHCb-2008-002.
- [64] I. Belyaev, V. Egorychev, and D. Golubkov, *Study of π^0/γ reconstruction efficiency with 2011 data*, LHCb-INT-2011-001.
- [65] W. Hulsbergen, *Decay chain fitting with Kalman filter*, Nucl. Instrum. Meth. **A 552** (2005) 566, arXiv:physics/0503191v1.
- [66] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *sPlot: a statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. **A 555** (2005) 356, arXiv:physics/0402083v3.
- [67] T. Skwarnicki, *A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-prime and Upsilon resonances*. PhD thesis, Institute of Nuclear Physics, Krakow, 1986, DESY-F31-86-02.
- [68] D. Aston *et al.*, *A Study of $K^-\pi^+$ Scattering in the Reaction $K^-\pi^+ \rightarrow K^-\pi^+n$ at 11 GeV/c*, Nucl. Phys. **B296** (1988) 493.
- [69] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of relative branching fractions of B decays to $\psi(2S)$ and J/ψ mesons*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 2118.
- [70] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, *Measurements of branching fractions and decay amplitudes in $B \rightarrow J/\psi K^*$ decays*, Phys. Lett. **B538** (2002) 11, arXiv:hep-ex/0205021.
- [71] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, *Evidence for $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ in $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$ decays, and a study of $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$* , Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 132001, arXiv:0809.0042.
- [72] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, *Study of the $B^- \rightarrow J/\psi K^-\pi^+\pi^-$ decay and measurement of the $B^- \rightarrow X(3872)K^-$ branching fraction*, Phys. Rev. **D71** (2005) 071103, arXiv:hep-ex/0406022.

- [73] CDF collaboration, D. Acosta *et al.*, *Observation of the narrow state $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 072001, arXiv:hep-ex/0312021.
- [74] D0 collaboration, V. M. Abazov *et al.*, *Observation and properties of the $X(3872)$ decaying to $J/\psi \pi^+ \pi^-$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 162002, arXiv:hep-ex/0405004.
- [75] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Observation of $X(3872)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 1972, arXiv:1112.5310.
- [76] CMS collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *Measurement of the $X(3872)$ production cross section via decays to $J/\psi \pi^+ \pi^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **04** (2013) 154, arXiv:1302.3968.
- [77] CDF collaboration, A. Abulencia *et al.*, *Measurement of the dipion mass spectrum in $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 102002, arXiv:hep-ex/0512074.
- [78] CDF collaboration, A. Abulencia *et al.*, *Analysis of the quantum numbers J^{PC} of the $X(3872)$ particle*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 132002, arXiv:hep-ex/0612053.
- [79] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Determination of the $X(3872)$ quantum numbers*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 222001, arXiv:1302.6269.
- [80] S. Dubynskiy and M. B. Voloshin, *Charmonium from Lattice QCD*, Phys. Lett. **B666** (2008) 344, arXiv:0803.2224.
- [81] T. Barnes, S. Godfrey, and E. S. Swanson, *Higher charmonia*, Phys. Rev. **D72** (2005) 054026, arXiv:hep-ph/0505002.
- [82] B.-Q. Li and K.-T. Chao, *Higher charmonia and X, Y, Z states with screened potential*, Phys. Rev. **D79** (2009) 094004, arXiv:0903.5506.
- [83] T. Barnes and S. Godfrey, *Charmonium options for the $X(3872)$* , Phys. Rev. **D69** (2004) 054008, arXiv:hep-ph/0311162.
- [84] T. Lahde, *Exchange current operators and electromagnetic dipole transitions in heavy quarkonia*, Nucl. Phys. **A714** (2003) 183, arXiv:hep-ph/0208110.

- [85] F. De Fazio, *Radiative transitions of heavy quarkonium states*, Phys. Rev. **D79** (2009) 054015.
- [86] E. J. Eichten, K. Lane, and C. Quigg, *New states above charm threshold*, Phys. Rev. **D73** (2006) 014014, arXiv:hep-ph/0511179.
- [87] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, *Evidence for $X(3872) \rightarrow \gamma J/\psi$ and the sub-threshold decay $X(3872) \rightarrow \omega J/\psi$* , arXiv:hep-ex/0505037.
- [88] K. S. Cranmer, *Kernel estimation in high-energy physics*, Computer Physics Communications **136** (2001) 198, arXiv:hep-ex/0011057.
- [89] F.-K. Guo, C. Hanhart, Y. S. Kalashnikova, U.-G. Meissner, and A. V. Nefediev, *What can radiative decays of the $X(3872)$ teach us about its nature?*, Phys. Lett. **B742** (2015) 394, arXiv:1410.6712.