

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Гармаш Алексей Юрьевич

**Изучение боттомониеподобных состояний
в эксперименте Belle**

Специальность 01.04.16 —
физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
академик РАН А.Е. Бондарь

Новосибирск — 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Спектроскопия тяжелого кваркония	7
1.1 Классификация уровней	7
1.2 Экспериментальный статус изучения тяжелых кваркониев	7
1.3 Феноменологические модели кваркония	10
1.3.1 Потенциальные модели	10
1.3.2 Вычисления на решетках	14
1.4 Аннигиляция боттомония	15
1.4.1 Однофотонная аннигиляция	15
1.4.2 Двухфотонная аннигиляция	17
1.4.3 Сильная аннигиляция	17
1.5 Радиационные переходы	19
1.6 Адронные переходы	21
1.6.1 Переходы с излучением пары $\pi^+\pi^-$	22
1.6.2 Переходы с излучением η мезона	23
1.7 Кваркониеподобные состояния	24
Глава 2. Комплекс КЕКВ и детектор Belle	29
2.1 Коллайдер КЕКВ	31
2.2 Детектор Belle	33
2.2.1 Трековая система	35
2.2.2 Идентификация частиц	37
2.2.3 Электромагнитный калориметр	43
2.2.4 Триггер и система сбора данных	44
2.2.5 Моделирование детектора	47
Глава 3. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi\pi$	49
3.1 Обнаружение резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$	49
3.2 Статистические методы исследования	51
3.3 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$	58

3.3.1	Амплитуда перехода $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$	61
3.3.2	Амплитудный анализ	66
3.3.3	Оценка систематических погрешностей	80
3.3.4	Полученные результаты	85
3.4	Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$	88
3.4.1	Отбор сигнальных событий	89
3.4.2	Оценка систематических погрешностей	96
3.4.3	Полученные результаты	99
Глава 4.	Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}B^{(*)}\pi$	101
4.1	Методика анализа	101
4.2	Фоновые процессы	102
4.3	Восстановление B -мезонов	104
4.4	Анализ динамики переходов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$	111
4.5	Оценка систематических погрешностей	116
4.6	Полученные результаты	118
Глава 5.	Интерпретация экзотических состояний	123
5.1	Мезонная молекула	123
5.2	Четырехкварковые состояния	126
5.3	Адрокварконий и гибридные состояния	128
5.4	Динамическая модель	129
Глава 6.	Обсуждение результатов	132
6.1	Сравнение с системой чармония	134
6.2	Перспективы дальнейших исследований системы боттомония	138
	Заключение	142
	Благодарности	145
	Список литературы	146
	Список рисунков	159
	Список таблиц	165

Введение

Применение кварковой модели к тяжелому кварконию было особенно успешным, поскольку эта система действительно приближенно нерелятивистская. Довольно неожиданно, сильно возбужденные состояния чармония и боттомония проявили многочисленные отклонения от предсказаний кварковой модели. Начиная с 2003 года экспериментально было обнаружено более десятка состояний, не вписывающихся в схему $q\bar{q}$ уровней. На сегодняшний день не существует общего теоретического понимания всей совокупности новых результатов.

Диссертация посвящена изучению новых кваркониеподобных состояний, содержащих пару $b\bar{b}$, но не похожих по своим свойствам на классические состояния кваркония, т.е. имеющих, по-видимому, более сложную структуру. Представленные результаты охватывают изучение области вблизи порогов рождения открытого аромата, т.е. BB , BB^* и B^*B^* пар, где были обнаружены заряженные боттомониеподобные состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

Первая глава посвящена обсуждению низких возбуждений системы тяжелого кваркония. После классификации уровней представлен обзор их экспериментального обнаружения и некоторых теоретических подходов к их описанию.

В второй главе представлено описание экспериментальной установки – накопительного комплекса КЕКВ и детектора Belle.

В третьей главе начинается изложение результатов, вошедших в диссертацию. Приводятся результаты упрощенного амплитудного анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, включая первое наблюдение резонансов $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$ и измерение их масс и ширин в каналах $\Upsilon(1,2,3S)\pi^\pm$ и $h_b(1,2P)\pi^\pm$. Основная часть посвящена исследованию состояний $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$ в процессе $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$ с использованием методики полного амплитудного (Далиц) анализа, в результате которого кроме масс и ширин были определены спин и четность двух заряженных боттомониеподобных со-

стояний. При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ наблюдается нейтральный партнер $Z_b(10610)^0$ и получено указание на существование $Z_b(10650)^0$.

Четвертая глава содержит результаты исследования другого трехчастичного процесса $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}B^{(*)}\pi$, где использовалась методика частичной реконструкции конечного состояния. В этом процессе так же были обнаружены состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в распределении по инвариантной массе комбинаций BB^* и B^*B^* соответственно.

В пятой главе проводится обсуждение моделей, предложенных для описания структуры и свойств наблюдаемых экзотических состояний. Более подробно рассмотрена молекулярная модель, в рамках которой сделаны некоторые предсказания свойств обнаруженных Z_b состояний на качественном уровне и проведено сравнение с экспериментальными данными.

В шестой, заключительной, главе проводится комплексное обсуждение полученных результатов, а также дается качественное сравнение экзотических чармониеподобных и боттомониеподобных состояний. Кроме того, обсуждаются перспективы и возможные направления дальнейших исследований боттомониеподобных состояний.

Полный объём диссертации составляет 167 страниц, включая 43 рисунка и 26 таблиц. Список литературы содержит 142 наименования.

Личный вклад автора

Эксперимент Belle проводился большим коллективом, состоящим из нескольких сотен человек, тем не менее автор внес существенный вклад в работу эксперимента. В частности, автор принимал активное участие в создании одной из основных систем детектора Belle – электромагнитного калориметра. Принимал участие в измерениях основных параметров калориметра с прототипом, в процессе производства элементов электромагнитного калориметра детектора Belle на основе кристаллов CsI(Tl), в поддержании работоспособности калориметра на всем протяжении набора данных эксперимента Belle/КЕКВ.

Автор лично участвовал в наборе экспериментальной статистики и проводил анализ полученных данных.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Разработка процедуры исследования амплитуд многочастичных распадов мезонов с помощью метода максимального правдоподобия, примененного к анализу многомерного фазового пространства.
2. Амплитудный анализ трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, где $n = 1,2,3$, идентификация промежуточных квазидвухчастичных состояний и измерение величин их вкладов.
3. Первое наблюдение сигнала от процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$, где $n = 1,2,3$, измерение сечений и анализ динамики.
4. Разработка методики идентификации событий трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow (\bar{B}^{(*)}B^{(*)})^\mp\pi^\pm$ с частичной реконструкцией конечного состояния.
5. Первое статистически значимое наблюдение сигналов процессов $e^+e^- \rightarrow (\bar{B}^{(*)}B^{(*)})^\mp\pi^\pm$ и измерение их сечений при энергии в системе центра масс 10.866 ГэВ.
6. Анализ динамики трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow (\bar{B}^{(*)}B^{(*)})^\mp\pi^\pm$.
7. Измерение масс, ширин и квантовых чисел состояний $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$.
8. Построение возможной феноменологической модели, описывающей наблюдаемые свойства экзотических состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

Глава 1. Спектроскопия тяжелого кваркония

1.1 Классификация уровней

В нерелятивистском пределе состояния кваркония характеризуются величиной орбитального углового момента L , полного спина S кварк-антикварковой пары и ее полного углового момента J , определяющего спин состояния, рассматриваемого как единая частица. Полный угловой момент есть векторная сумма $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Аналогично, полный спин является векторной суммой спинов кварка и антикварка: $\vec{S} = \vec{s}_Q + \vec{s}_{\bar{Q}}$ и может принимать два значения – 0 и 1. Таким образом, все состояния кваркония разделяются на спин-синглетные ($S = 0$) и спин-триплетные ($S = 1$). Возбуждение радиального движения $Q\bar{Q}$ пары дает спектр уровней с одинаковыми значениями L , S и J и отличающимся значением главного квантового числа n , при этом самому низкому уровню в спектре соответствует $n = 1$. Обычно все квантовые числа кваркония записывают в номенклатуре, принятой в ядерной физике: $n^{(2S+1)}L_J$, где значение $L = 0, 1, 2, 3\dots$ задается буквенным обозначением S, P, D, F..., соответственно. В этих обозначениях основное состояние с $L = 0$, $S = 0$ представляется как 1^1S_0 (частица $\eta_c(1S)$ в системе чармония и $\eta_b(1S)$ в системе боттомония), первое возбужденное состояние с теми же квантовыми числами – как 2^1S_0 (соответственно $\eta_c(2S)$ и $\eta_b(2S)$).

Кроме того, часто приводят число J^{PC} , где P и C – пространственная и зарядовая четности соответственно. При этом для кваркония $P = (-1)^{L+1}$, а $C = (-1)^{L+S}$.

1.2 Экспериментальный статус изучения тяжелых кваркониев

В ноябре 1974 года сразу две группы – лаборатории BNL и SLAC (обе находятся в США), проводившие совершенно разные эксперименты, сообщили о наблюдении новой частицы, известной сегодня как J/ψ [1,2]. Группа из BNL под руководством С. Тинга использовала пучок протонов с энергией 28 ГэВ, выведенный из ускорителя AGS. Узкий пик наблюдался в распределении

по инвариантной массе e^+e^- пары, рождавшейся при взаимодействии протонного пучка с бериллиевой мишенью. Группа из SLAC под руководством Б.Рихтера проводила эксперименты на e^+e^- коллайдере SPEAR с детектором Mark-I, при этом узкий пик наблюдался как в полном сечении процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны, так и в сечении эксклюзивного процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Положение пика в обоих экспериментах согласовалось и находилось вблизи значения $3.1 \text{ ГэВ}/c^2$, что существенно превышало массы всех известных на тот момент резонансов. Обнаружение столь тяжелого и в то же время узкого резонанса вызвало огромный интерес и быстро стало понятно, что наблюдается принципиально новое явление. Одной из возможных интерпретаций наблюдаемого резонанса было связанное состояние кварка и антикварка нового типа – c -кварка. Существование дополнительного тяжелого кварка уже было предложено ранее как способ объяснения малой вероятности осцилляций, наблюдаемых в системе нейтральных K -мезонов (так называемый, ГИМ-механизм [3]). Стоит отметить, что сама кварковая модель на тот момент не являлась общепризнанной и рассматривалась многими лишь как удобная математическая модель классификации адронов. Однако после обнаружения J/ψ резонанса кварковая модель получила критически важное экспериментальное подтверждение, а сами кварки стали рассматриваться как реально существующие фундаментальные частицы.

Дальнейшее изучение новой кварковой системы происходило очень стремительно. Уже через две недели на ускорителе SPEAR был обнаружен еще один резонанс $\psi(2S)$ [4] – первое радиальное возбуждение состояния J/ψ . В течение следующих нескольких лет в экспериментах на e^+e^- коллайдерах SPEAR и DORIS (DESY, Германия), помимо J/ψ и $\psi(2S)$, было обнаружено еще четыре состояния с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$: $\psi(3770)$ (Mark-I, 1977 [5]), $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ (DASP, 1978 [6]) и $\psi(4415)$ (Mark-I, 1976 [7]). Однако все они находятся уже выше порога рождения пары D и \bar{D} мезонов и потому обладают большой шириной. Триплет P -волновых резонансов $\chi_{cJ}(1P)$ наблюдался в электрических дипольных переходах $\psi(2S) \rightarrow \chi_{cJ}(1P)\gamma$ с детекторами Mark-I (SPEAR) [8] и DASP (DORIS) [9] в 1975 году. Первое спин-синглетное состояние η_c наблюдалось в подавленном $M1$ переходе $\psi(2S) \rightarrow \eta_c\gamma$ с детектором Crystal Ball (SPEAR) в 1980 году [10]. Удивительно, но на протяжении следующих 22 лет – в период с 1980 по 2002 год – не было обнаружено ни одного нового состояния в системе чармония.

История обнаружения и изучения состояний боттомония в общих чертах повторяет историю чармония. Первое наблюдение боттомония произошло в 1977 году в лаборатории FNAL (США) группой Л. Ледермана в экспериментах с протон-ядерными столкновениями. Были обнаружены сразу два состояния – основное спин-триплетное состояние $\Upsilon(1S)$ и его первое радиальное возбуждение $\Upsilon(2S)$. Дальнейшее изучение спектроскопии в системе боттомония проходило на e^+e^- коллайдерах DORIS и DORIS-II в DESY, CESR в Корнельском университете и VEPP-4 в Новосибирске. К 1985 году были обнаружены радиальные возбуждения вплоть до $\Upsilon(6S)$, а также P -волновые резонансы $\chi_{bJ}(1P)$ и $\chi_{bJ}(2P)$. В период с 1985 по 2004 год новых резонансов в системе боттомония обнаружено не было.

Новая эпоха в исследованиях состояний кваркония началась с вводом в строй нового поколения коллайдеров – мезонных фабрик. В 2002 году эксперимент Belle обнаружил состояние $\eta_c(2S)$ в распадах B -мезонов [11] и в процессе парного эксклюзивного рождения совместно с J/ψ [12]. В 2005 году эксперимент CLEO обнаружил спин-синглетное состояние h_c в переходах из $\psi(2S)$ с излучением π^0 [13], при этом использовался канал $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ как с инклюзивным, так и с полным восстановлением η_c в адронных модах. Эти два результата заполнили схему уровней чармония ниже порога рождения $D\bar{D}$. В 2012 году эксперимент Belle обнаружил кандидата в состояние $\psi_2(1D)$ с квантовыми числами $J^{PC} = 2^{--}$ в распаде $B \rightarrow \psi_2(1D)K \rightarrow (\chi_{c1}\pi)K$ [14]. Несмотря на то, что это состояние расположено выше порога рождения $D\bar{D}$ (но ниже порога $D\bar{D}^*$), оно имеет малую ширину, так как сохранение P -четности не позволяет $\psi_2(1D)$ распадаться на $D\bar{D}$. Ожидается еще только одно, пока еще не обнаруженное экспериментально, узкое состояние чармония $\eta_{c2}(1D)$ ($J^{PC} = 2^{-+}$). Остальные состояния расположены заметно выше порога $D\bar{D}$, и, следовательно, должны быть широкими.

В области боттомония первое спин-синглетное состояние $\eta_b(1S)$ было обнаружено в 2008 году в эксперименте BaBar с использованием радиационных M1 переходов из $\Upsilon(3S)$ [15] и $\Upsilon(2S)$ [16]. В дальнейшем, в эксперименте Belle были обнаружены спин-синглетные состояния $\eta_b(2S)$ [17], $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ [18]. Первое D -волновое возбуждение $\Upsilon(1D)$ было обнаружено в эксперименте CLEO в 2004 году [19] с использованием переходов $\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{b2}(2P)\gamma \rightarrow \Upsilon(1D)\gamma\gamma$. В эксперименте Belle были обнаружены переходы из $\Upsilon(5S)$ в $\Upsilon(1D)$ с излучением $\pi^+\pi^-$ [20] и η [21] мезонов. Однако три состояния

мультиплета с $J = 1, 2, 3$ разделить пока не удалось. Наконец, в экспериментах ATLAS, D0, LHCb и CMS был найден мультиплет $\chi_{bJ}(3P)$ [22–25] и выделены состояния соответствующие значениям $J = 1$ и $J = 2$ [26].

Все эти новые результаты позволяют проверять теоретические предсказания, которые являются относительно надежными для состояний ниже порога открытого аромата. Наличие согласия между предсказаниями потенциальных моделей, эффективных теорий и решеточных вычислений в этой области вызывает особенный интерес ввиду трудностей с описанием сильно возбужденных состояний выше порога открытого аромата.

1.3 Феноменологические модели кваркония

Основные подходы к описанию кваркония состоят в использовании потенциальной модели, правил сумм КХД и вычислений на решетках. Первый из этих вариантов находит свое обоснование в нерелятивистской природе тяжелого кваркония – для системы чармония $v^2/c^2 \sim 0.23$, где v – характерная скорость кварка, и 0.08 для боттомония.

Правила сумм КХД теснее связаны с первыми принципами теории сильных взаимодействий, но их предсказательные возможности практически ограничены свойствами лишь основных состояний кваркония и, как правило, не распространяются на более высокие возбуждения.

Вычисления на решетках, несмотря на существенный прогресс, пока еще не достигли той предсказательной силы, какую демонстрирует потенциальный подход.

1.3.1 Потенциальные модели

Одним из основных инструментов феноменологического подхода к описанию системы тяжелого кваркония является аналогия с атомом водорода или позитронием. При этом решается уравнение Шредингера с использованием некоторого потенциала $V(r)$, зависящего от расстояния r между кварком и антикварком. Использование нерелятивистского предела оправдано тем,

что масса b -кварка (и в меньшей степени c -кварка) существенно больше величины Λ_{QCD} , задающей масштаб, на котором пертурбативное рассмотрение перестает работать.

Форма потенциала, как правило, выбирается таким образом, что на малых расстояниях она совпадает с потенциалом КХД со слабой связью, когда доминирующим вкладом во взаимодействие между двумя медленными тяжелыми кварками является одноглюонный обмен. Такое взаимодействие подобно однофотонному обмену в КЭД, и приводит к потенциалу кулоновского типа:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}, \quad (1.1)$$

где α_s – константа связи сильного взаимодействия, $4/3$ – цветовой множитель. Ослабление взаимодействия при уменьшении расстояния (асимптотическая свобода) проявляется через зависимость α_s от расстояния: в однопетлевом приближении $\alpha_s = 2\pi/9 \ln(1/r\Lambda_{QCD})$ при $r \rightarrow 0$.

На больших расстояниях форма потенциала описывается линейной функцией от расстояния, что учитывает явление невылетания (конфайнмент) кварков. Такая форма потенциала интерпретируется как образование между кварками глюонной струны, энергия которой пропорциональна ее длине. Более строго форму потенциала можно получить из расчетов на решетках. Проведенные вычисления на решетках согласуются с описанной выше зависимостью от расстояния [27].

В литературе описаны различные подходы к параметризации потенциала взаимодействия системы тяжелого кваркония [28–34]. Одной из наиболее часто применяемых и хорошо разработанных является корнелльская модель [28–32, 35, 36], в которой потенциал записывается в виде простой суммы кулоновской и линейной частей:

$$V(r) = -\frac{a}{r} + kr, \quad (1.2)$$

где a и k – константы.

При нерелятивистском подходе потенциал не зависит от энергии и аромата (массы) кварка, которые могут быть существенны (особенно в системе чармония). Кроме того, для состояний кваркония вблизи и выше порога рождения пары соответствующих мезонов потенциальные модели должны

учитывать эти дополнительные степени свободы, которые могут приводить к смешиванию.

Так, одной из наиболее существенных поправок порядка v^2/c^2 в потенциал 1.2, является учет вкладов, зависящих от спинов $\vec{S} = \vec{s}_Q + \vec{s}_{\bar{Q}}$ и относительного орбитального момента \vec{L} кварков

$$V_1(r) = V_{LS}(r)(\vec{L} \cdot \vec{S}) + V_{SS}(r)(\vec{S} \cdot \vec{S}) + V_T(r) \left[(\vec{S} \cdot \vec{S}) - \frac{3(\vec{S} \cdot \vec{r})(\vec{S} \cdot \vec{r})}{r^2} \right], \quad (1.3)$$

где первое слагаемое описывает спин-орбитальное взаимодействие (тонкая структура), второе слагаемое – спин-спиновое взаимодействие (сверхтонкая структура), а третье – тензорное взаимодействие, отвечающее за расщепление между состояниями с одинаковыми L и S , но с различными значениями полного момента J . Тот факт, что спины кварка и антикварка в потенциал 1.3 входят лишь в виде суммы означает, что величина полного спина в этом приближении также сохраняется и классификация уровней кваркония по полному спину по прежнему допустима.

Зависимость функций V_{LS} , V_{SS} и V_T в 1.3 от расстояния определяется из нерелятивистского «затравочного» потенциала 1.2 и связана с его лоренцевской структурой (уравнение Брейта [37]). Кулоновская часть корнелльского потенциала 1.2 связана с обменом одним глюоном – векторной частицей, в то время как лоренцева структура его линейной части хуже определена и рассматривается как часть векторного обмена [38, 39], как скалярный обмен [40, 41] или их смесь [42]. Несмотря на эту неопределенность, скалярная часть потенциала, как следует из уравнения Брейта, не дает вклад в спин-спиновую часть потенциала, а вклад векторной части хорошо определен и равен

$$V_{SS}(r) = \frac{16\pi\alpha_s}{9m_Q^2} \delta^{(3)}(\vec{r}), \quad (1.4)$$

где m_Q – масса кварка в составе тяжелого кваркония.

Наличие дельта-функции в выражении 1.4 означает, что сверхтонкое расщепление уровней (то есть состояний 1S_1 и 3S_1) кваркония пропорционально квадрату модуля волновой функции $|\psi(0)|^2$ в начале координат. С другой стороны, электронная ширина 3S_1 состояний кваркония также пропорциональна величине $|\psi(0)|^2$ (см. Раздел 1.4.1). Отсюда получаем соотношение

$$\frac{M[\psi(2S)] - M[\eta_c(2S)]}{M[J/\psi] - M[\eta_c(1S)]} \simeq \frac{\Gamma_{ee}[\psi(2S)]}{\Gamma_{ee}[J/\psi]}, \quad (1.5)$$

которое можно проверить экспериментально. Используя среднемировые [43] значения соответствующих величин, находим, что для левой части выражения 1.5 отношение равно 0.413 ± 0.012 , а отношение ширин в правой части составляет величину 0.427 ± 0.013 . После обнаружения в 2012 году в эксперименте Belle состояния $\eta_b(2S)$ [17] аналогичный тест стало возможно провести и для системы боттомония: отношение величин расщепления масс равно $\frac{M[\Upsilon(2S)] - M[\eta_b(2S)]}{M[\Upsilon(1S)] - M[\eta_b(1S)]} = 0.420_{-0.079}^{+0.071}$, в то время как отношение ширин есть $\frac{\Gamma_{ee}[\Upsilon(2S)]}{\Gamma_{ee}[\Upsilon(1S)]} = 0.457 \pm 0.010$.

С другой стороны, наличие дельта функции в выражении 1.4 приводит к выводу, что для P -волновых состояний сверхтонкое расщепление исчезающе мало, и выполняется соотношение

$$M[h(nP)] \simeq \bar{M}[\chi_J(nP)], \quad (1.6)$$

где $\bar{M}[\chi_J(nP)] = \sum_{J=0,1,2} (2J+1)M[\chi_J(nP)] / \sum_{J=0,1,2} (2J+1)$ – средневзвешенная масса мультиплета n^3P_J состояний, на величину которой спин-орбитальное и тензорное взаимодействия не влияют. Для системы чармония получаем [43]: $\bar{M}[\chi_{cJ}(1P)] - M[h_c(1P)] = -0.08 \pm 0.13 \text{ МэВ}/c^2$. Аналогично, для системы боттомония [17]: $\bar{M}[\chi_{bJ}(1P)] - M[h_b(1P)] = 0.8 \pm 1.1 \text{ МэВ}/c^2$ и $\bar{M}[\chi_{bJ}(2P)] - M[h_b(2P)] = 0.5 \pm 1.2 \text{ МэВ}/c^2$. Таким образом, для системы боттомония и даже для более легкой системы чармония наблюдается хорошее количественное согласие в величине сверхтонкого расщепления между экспериментом и предсказаниями потенциальной модели.

Заметим, что в величину V_{LS} , отвечающую за тонкую структуру уровней, в частности, за величину расщепления уровней 3P_J , дают вклад как векторная, так и скалярная части потенциала 1.2. Однако относительный вклад этих частей плохо определен и прямое сравнение вычислений с экспериментальными результатами в настоящее время невозможно. Так, для объяснения величины тонкого расщепления 1^3P_J состояний в системе боттомония только векторной части потенциала оказывается недостаточно, и необходимо введение скалярной части.

В итоге можно сказать, что потенциальная модель является мощным инструментом изучения тяжелого кваркония, обладает большой предсказательной силой. Тем не менее, в отличие от позитрония, в КХД потенциальный подход оправдан только в пределе малых расстояний, когда применимы

пертурбативные методы вычислений. Этому условию соответствовал бы кварконий с массой кварков порядка сотни ГэВ/ c^2 и, следовательно, даже для боттомония это условие существенно нарушено. Причины того, что потенциальный подход дает настолько хорошее согласие с экспериментом еще предстоит осознать.

1.3.2 Вычисления на решетках

Более непосредственную связь с первыми принципами КХД имеют методы, основанные на спектральных соотношениях для корреляторов КХД. В этом случае вычисления для малых расстояний, где работает пертурбативный подход, можно выполнить аналитически с помощью правил сумм КХД, а для вычислений вклада на больших расстояниях, например, при помощи численных расчетов на решетках.

Расчеты в КХД на решетках состоят из вычислений фейнмановских интегралов по путям, основываясь на лагранжиане КХД. Непрерывное пространство-время замещается узлами четырехмерной решетки с ребром $a \approx 0.1$ фм. Такой подход не требует введения дополнительных параметров, получаемых из экспериментальных данных, поэтому имеет явное преимущество перед феноменологическими методами. Однако нужно учесть, что точное решение получается лишь при $a \rightarrow 0$. В случае конечного a проявляются неизбежные отличия этого подхода от аналитических выражений, что сильно ухудшает точность полученных результатов.

Однако практическое применение решеточных методов для тяжелого кваркония сопряжено с существенными трудностями. Нерелятивистская система кваркония характеризуется сразу тремя энергетическими масштабами: массой тяжелого кварка m_Q , величиной характерного переданного импульса $p \sim m_Q v$, где v – скорость кварка в системе центра масс, и кинетической энергией $E \sim p^2/m_Q \sim m_Q v^2$. В нерелятивистском пределе $v \ll 1$ имеем иерархию шкал $m_Q \gg m_Q v \gg m_Q v^2$.

Такой большой разброс характерных энергий приводит к техническим сложностям проведения решеточных вычислений: пространственно-временная решетка должна, с одной стороны, быть достаточно «мелкой» по

сравнению с наиболее жестким масштабом $1/m_Q$, а с другой – иметь протяженность, заметно превышающую наиболее мягкий масштаб $1/m_Q v^2$. Таким образом, для моделирования системы боттомония, где $m_Q/m_Q v^2 \sim 10$, необходима решетка размером 100^4 , что находится далеко за пределами современных вычислительных возможностей.

Подробное обсуждение вопросов, связанных с решеточными вычислениями, можно найти, например, в работе [44].

1.4 Аннигиляция боттомония

Важной особенностью спектра кваркония является наличие «порога открытого аромата», то есть минимального значения массы, при которой кварконий может распадаться в пару $D\bar{D}$ для чармония или $B\bar{B}$ мезонов в случае боттомония. В результате, состояния кваркония выше порога имеют, как правило, значительно большую ширину, чем состояния ниже порога. Возбужденные состояния ниже порога распадаются в нижележащие состояния путем либо сильных, либо электромагнитных взаимодействий. Основные состояния, в свою очередь, распадаются через аннигиляцию $Q\bar{Q}$ -пары.

Основной вклад в процесс аннигиляции тяжелого кваркония дает сильное взаимодействие, однако в некоторых случаях, например для векторных состояний $J^{PC} = 1^{--}$, электромагнитная однофотонная аннигиляция также играет существенную роль. Ввиду того, что одноглюонная аннигиляция запрещена по цвету, аннигиляция C -четных состояний в основном идет через два глюона, а C -нечетных состояний через три глюона. Обсудим кратко эти случаи.

1.4.1 Однофотонная аннигиляция

Для состояний кваркония 3S_1 , квантовые числа которого совпадают с числами фотона $J^{PC} = 1^{--}$, возможна аннигиляция через виртуальный фотон в пару легких кварков или лептонов. Однофотонную аннигиляцию в легкие кварки сложно выделить на фоне основного процесса аннигиляции

через три глюона. Напротив, аннигиляция в лептонную пару имеет простую сигнатуру и может быть изучена экспериментально с высокой точностью. Этот же процесс приводит к рождению 3S_1 состояний в e^+e^- аннигиляции.

В нерелятивистском приближении кварконий описывается волновой функцией, зависящей от взаимного расположения кварка и антикварка, $\vec{r} = \vec{r}_Q - \vec{r}_{\bar{Q}}$. Аннигиляция происходит на малых расстояниях характерной величины $1/m_Q$, так что амплитуда аннигиляции пропорциональна волновой функции кваркония в нуле. Для S -волновых состояний волновая функция зависит только от радиуса $\psi_{nS}(\vec{r}) = R_{nS}(r)/\sqrt{4\pi}$ и при $r \rightarrow 0$ не равна нулю. Выражение для электронной ширины можно записать в виде:

$$\Gamma_{ee}(n^3S_1) = \frac{4\alpha^2 e_Q^2}{M^2} |R_{nS}(0)|^2 \left(1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}\right), \quad (1.7)$$

где α – постоянная тонкой структуры, e_Q – электрический заряд кварка в единицах заряда позитрона ($2/3$ для системы чармония и $-1/3$ для боттомония), M – масса кваркония. Слагаемое в скобках, пропорциональное α_s , является первой поправкой КХД. Значения констант α и α_s следует брать при масштабе m_Q . Для случая чармония $\alpha_s(m_c) \sim 0.25$, и указанная КХД поправка велика (~ 0.4), что указывает на существенный вклад высших порядков [45]. Кроме того, в выражении 1.7 не учтены релятивистские поправки, которые, например, для системы чармония могут достигать десятков процентов, а также непертурбативные эффекты. Тем не менее, даже такое упрощенное рассмотрение имеет качественное согласие с экспериментом. Более того, в рамках потенциальных моделей отношение электронных ширин для состояний с разными n является оценкой отношения волновых функций в начале координат и может быть использовано для определения параметров модели.

Кроме состояния 3S_1 , квантовые числа фотона имеет состояние 3D_1 , что также приводит к возможности распада этих состояний кваркония через механизм однофотонной аннигиляции. Однако в этом случае наличие орбитального момента приводит к тому, что волновая функция чистого D -волнового состояния стремится к нулю при $r \rightarrow 0$, так что в лидирующем нерелятивистском пределе амплитуда аннигиляции равна нулю. Отличный от нуля вклад возникает вследствие релятивистских поправок при разложении волновой функции 3D_1 состояния в окрестности нуля на характерных

расстояниях $1/m_Q$, ненулевой вклад при этом пропорционален второй производной радиальной части волновой функции в нуле $R''_{nD}(0)/m_Q^2$, которая имеет порядок v^2/c^2 .

Кроме того, дополнительный вклад может возникать из-за возможного смешивания между 3D_1 и 3S_1 состояниями при достаточной близости соответствующих масс. Оба этих вклада имеют порядок v^2/c^2 и существенно интерферируют.

1.4.2 Двухфотонная аннигиляция

Пара $Q\bar{Q}$ в C -четном состоянии и при условии $J \neq 1$ (теорема Ландау-Янга) может аннигилировать в два фотона. Отметим, однако, что этот процесс идет во втором порядке по α и существенно подавлен. Для состояния 1S_0 амплитуда такого процесса пропорциональна значению волновой функции в начале координат, а для состояний 3P_0 и 3P_2 – первой производной в начале координат. Более подробное рассмотрение двухфотонной аннигиляции проведено в работах [46, 47] (без учета релятивистских поправок). Оценки, сделанные для отношения ширин двухфотонных распадов $\Gamma({}^3P_0 \rightarrow 2\gamma)/\Gamma({}^3P_2 \rightarrow 2\gamma)$ и для $\Gamma({}^3P_{0,2} \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma({}^1S_0 \rightarrow \gamma\gamma)$, находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами [43].

1.4.3 Сильная аннигиляция

Распад тяжелого кваркония с массой ниже порога рождения пары мезонов соответствующего аромата ($D\bar{D}$ мезонов для чармония и $B\bar{B}$ мезонов для системы боттомония) на легкие адроны посредством сильного взаимодействия рассматривается как двухступенчатый процесс, где начальная кварк-антикварковая пара аннигилирует в глюоны на расстояниях порядка $1/m_Q$, а затем происходит адронизация (переход в адронные конечные состояния) системы глюонов в адронные конечные состояния [48]. Такой подход оказался вполне успешным для объяснения явления OZI-подавления [49] и, как следствие, малой полной ширины 3S_1 состояний.

Минимальной системой глюонов, в которую может аннигилировать состояние кваркония, является система из двух глюонов. Этот процесс во многом аналогичен аннигиляции в два фотона, описанной ранее, и также детально рассмотрен в оригинальных работах [48, 50]. Как и в случае с двухфотонной аннигиляцией, посредством двухглюонной аннигиляции могут распадаться C -четные состояния кваркония с $J \neq 1$.

В свою очередь, для C -нечетных состояний минимальное число глюонов, в которое возможна аннигиляция, равно трем. Так, для состояний 3S_1 в низшем порядке КХД ширина распада записывается как

$$\Gamma(n{}^3S_1 \rightarrow 3g) = \frac{40}{81} \frac{\pi^2}{\pi} \frac{9\alpha_s^3(m_Q)}{M^2} |R_{nS}(0)|^2 \left(1 - 3.7 \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (1.8)$$

Поскольку в полученном выражении зависимость от начального состояния входит лишь посредством величины $R_{nS}(0)$, из этого рассмотрения немедленно следует вывод, что отношения ширин распадов состояний $1{}^3S_1$ и $2{}^3S_1$ в одинаковые конечные состояния не зависят от рассматриваемого конечного состояния. В частности, для системы чармония имеем $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow e^+e^-)/\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = (13.2 \pm 0.3) \%$, а для инклюзивных трехглюонных вероятностей это отношение равно $(16.5 \pm 2.5) \%$, что в пределах 1.3σ согласуется с предыдущим отношением. Это отношение стало известно как «правило 12%» (в первых измерениях величина отношения была ближе к 12 %). Однако впоследствии для эксклюзивных каналов были обнаружены и существенные отклонения от этого правила. Наиболее известным примером является распад в конечное состояние $\rho\pi$, для которого это отношение равно $(0.19 \pm 0.07) \%$ [43] – так называемая, «загадка $\rho\pi$ ». К настоящему времени измерены вероятности для большого числа каналов распада и наблюдаются отклонения как в меньшую, так и в большую сторону. Это служит указанием на то, что динамика процессов более сложная, чем рассмотренная выше факторизация.

Аннигиляция в систему глюонов может происходить каскадным образом – сначала происходит излучение мягкого глюона, который переводит бесцветную систему кварков в цветную, которая затем аннигилирует в пару жестких глюонов. Излучение мягкого глюона при этом приводит к инфракрасной расходимости, и, как результат, в конечном выражении возникает множитель вида $\log(\frac{m_Q}{\Lambda_{QCD}})$. Такой подход получил название нерелятивистской КХД [40].

В частности, такой процесс отвечает за лидирующую поправку к ширине трехглюонной аннигиляции состояний 3S_1 . Изначально бесцветное состояние 3S_1 переходит в цветное состояние ${}^3P_{0,2}$ при излучении мягкого хромо-электрического глюона или в состояние 1S_0 при излучении хромо-магнитного глюона. Цветное кварковое состояние, в свою очередь, распадается посредством двухглюонной аннигиляции. Важной чертой этого механизма является то, что его зависимость от волновой функции не сводится к её значению в нуле, но определяется соответствующими интегралами перекрытия. Значения этих интегралов уже не обязаны быть одинаковыми, что, возможно, приводит к нарушению «правила 12%».

1.5 Радиационные переходы

Возбужденные состояния кваркония могут переходить в основное состояние путем излучения фотона. Поскольку типичный размер кваркония (порядка 0.3 фм) мал по сравнению с длиной волны излучаемого фотона (типичная энергия фотона порядка 100 МэВ соответствует длине волны ~ 2 фм), для описания излучения системы применимо мультипольное разложение. Доминирующим вкладом при этом является электрический дипольный переход $E1$, которому соответствует гамильтониан

$$H_{E1} = -ee_Q(\vec{r} \cdot \vec{E}), \quad (1.9)$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля. Поскольку это выражение не содержит оператора спина, спин кваркония в $E1$ сохраняется, а орбитальный момент меняется на единицу. Примерами такого рода процессов могут служить переходы между триплетными S и P состояниями, а также между соответствующими синглетными состояниями. Ширина радиационного $E1$ перехода пропорциональна третьей степени энергии излученного фотона ω_γ и квадрату модуля интеграла перекрытия $\langle P|r|S \rangle$ волновых функций:

$$\Gamma({}^3S_1 \rightarrow \gamma {}^3P_J) = (2J + 1) \frac{4}{27} e_Q^2 \alpha \omega_\gamma^3 |\langle P|r|S \rangle|^2, \quad (1.10)$$

где множитель $(2J + 1)$ – статистический вес конечного состояния. Величина $\langle P|r|S \rangle$ – средний радиус перекрытия – имеет размерность длины и может

рассматриваться как средний размер кваркония. Его значение может быть вычислено с использованием явного выражения для волновых функций в рамках потенциальных моделей или определено из выражения 1.10, измеряя соответствующую ширину из эксперимента. Типичное значение радиуса перекрытия для переходов между триплетными S и P состояниями в системе чармония равно 0.36 фм.

Следующим по величине слагаемым в мультипольном разложении является магнито-дипольный переход $M1$, когда излучение фотона вызвано не зарядом кварка, а его магнитным моментом. В результате спин кварка переворачивается, и соответствующий гамильтониан перехода пропорционален магнитным моментам составляющих кварконий кварка и антикварка:

$$H_{M1} = -e_Q \frac{e}{2m_Q} (\vec{\sigma}_Q - \vec{\sigma}_{\bar{Q}}) \cdot \vec{B}, \quad (1.11)$$

где \vec{B} – индукция магнитного поля, $\vec{\sigma}$ – вектор сигма матриц Паули. Примерами такого типа переходов могут служить переходы между спин-триплетными 3S_1 и спин-синглетными 1S_0 состояниями: $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$ в системе чармония или $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\eta_b(1S)$ в системе боттомония. Ширина $M1$ перехода определяется как

$$\Gamma(n^3S_1 \rightarrow \gamma m^3S_0) = \frac{4}{3} e_Q^2 \alpha \frac{\omega_\gamma^3}{m_Q^2} |I_{mn}|^2, \quad (1.12)$$

где $I_{mn} = \langle n^3S_1 | m^3S_0 \rangle$ – интеграл перекрытия волновых функций начального и конечного состояний.

Магнито-дипольное взаимодействие не меняет координатную часть волновой функции, поэтому переходы между различными ($n \neq m$) радиальными возбуждениями триплетных и синглетных состояний в порядке разложения v^2/c^2 запрещены ($I_{mn} = 0$ при $m \neq n$), однако возможны в следующих порядках разложения. Действительно, измеренное значение $\Gamma(\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta_c) = 1.03 \pm 0.15$ кэВ сравнимо с $\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c) = 1.58 \pm 0.37$ кэВ, несмотря на существенно больший фазовый объем в переходе $\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta_c$ ($(\omega_\gamma(2S)/\omega_\gamma(1S))^3 \sim 10^3$).

В системе боттомония $M1$ переходы подавлены относительно соответствующих переходов в системе чармония за счет двух факторов: в два раза меньшего (по модулю) заряда и в три раза большей массы b -кварка по

сравнению с массой c -кварком. Как результат, ожидаемая ширина перехода $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\eta_b(1S)$ составляет 15 эВ (вероятность $\sim 3 \times 10^{-4}$). Этот переход еще не наблюдался экспериментально.

1.6 Адронные переходы

Адронные переходы в системе тяжелого кваркония представляют уникальную возможность для изучения динамики как самого кваркония, так и динамики системы легких кварков при низких энергиях.

Рассматривая тяжелый кварконий как компактный нерелятивистский объект ($v^2/c^2 \sim 0.08$), взаимодействующий с мягким глюонным полем, полную амплитуду перехода можно факторизовать на часть, описывающую переход кваркония между уровнями как источник глюонного поля, и часть, описывающую рождение легких мезонов глюонными операторами.

Подобно тому, как радиационные переходы между состояниями тяжелого кваркония возникают из взаимодействия электрического заряда и спина кварков с электромагнитным полем, адронные переходы возникают в результате взаимодействия цветового заряда кварков с глюонами, которые переходят в легкие адроны – π и η мезоны. Пользуясь этой аналогией, для описания взаимодействия кварков с глюонным полем может применяться мультипольное разложение КХД [51]. Лидирующими членами мультипольного разложения КХД являются хромоелектрический $E1$ и хромомагнитный $M1$ диполи, а также хромомагнитный квадруполь $M2$. Соответствующие вклады в гамильтониан можно записать в виде:

$$\begin{aligned} H_{E1} &= -\frac{1}{2}\xi^a \vec{r} \vec{E}^a, \\ H_{M1} &= -\frac{1}{2M}\xi^a (\vec{\Delta} \cdot \vec{B}^a), \quad H_{M2} = -\frac{1}{4m_Q}\xi^a S_j r_i (D_i B_j(0))^a, \end{aligned} \quad (1.13)$$

где $\xi^a = t_1^a - t_2^a$ – разница цветовых генераторов, действующих на кварк (индекс 1) и антикварк (индекс 2), $t^a = \lambda^a/2$, λ^a – матрицы Гелл-Манна; \vec{r} – вектор относительного положения кварка и антикварка; $\vec{S} = (\vec{\sigma}_Q + \vec{\sigma}_{\bar{Q}})/2$ – оператор полного спина кваркония; \vec{D} – ковариантная производная КХД; \vec{E}^a и \vec{B}^a – хромоелектрическая и хромомагнитная компоненты тензора глюонного поля; a – цветовой индекс, по которому подразумевается суммирование.

Существенное отличие, однако, состоит в том, что требование бесцветности излучаемой адронной системы приводит к тому, что амплитуда перехода возникает лишь начиная со второго порядка по α_s .

1.6.1 Переходы с излучением пары $\pi^+\pi^-$

Двухпионные переходы между радиальными возбуждениями 3S_1 состояния кваркония описываются лидирующим членом второго порядка E_1E_1 мультипольного разложения. В результате, амплитуда перехода принимает вид:

$$A(\Upsilon_1 \rightarrow \Upsilon_2 \pi^+ \pi^-) = \frac{1}{2} \langle \pi^+ \pi^- | E_i^a E_j^a | 0 \rangle \alpha_{ij}^{(1 \rightarrow 2)} \quad (1.14)$$

где $\Upsilon_{1,2}$ – общее обозначение начального (1) и конечного (2) состояния кваркония, $\alpha_{ij}^{(1 \rightarrow 2)}$ – тензор переходной хромополяризуемости кваркония между состояниями 1 и 2, который в лидирующем нерелятивистском порядке является диагональным $\alpha_{ij}^{(1 \rightarrow 2)} = \alpha^{(1 \rightarrow 2)} \delta_{ij} (\vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2)$, $\vec{\epsilon}_{1,2}$ – векторы поляризации начального и конечного кваркония.

Вычисление $\alpha_{ij}^{(1 \rightarrow 2)}$ из первых принципов на сегодняшний день невозможно, а существующие оценки существенно модельно зависимы. Заметим также, что обсуждаемые тут адронные переходы зависят от переходной хромополяризуемости (переходы между различными состояниями кваркония). Диагональная хромополяризуемость $\alpha_{ij}^{(1 \rightarrow 1)}$, то есть при условии, что состояние кваркония не меняется, в случае чармония может быть измерена экспериментально в процессах рассеяния чармония на ядрах.

Первым процессом подобного рода, подробно изученным экспериментально, был переход в системе чармония $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ [52], в котором, в том числе, было проанализировано распределение по инвариантной массе $\pi^+ \pi^-$ системы и обнаружен быстрый рост амплитуды перехода $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ от нуля на пороге рождения $\pi^+ \pi^-$ системы до максимального значения на правой кинематической границе по массе $\pi\pi$ системы. В дальнейшем, аналогичный анализ был также проведен для переходов между 3S_1 состояниями в системе боттомония, $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S) \pi^+ \pi^-$, $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(2S) \pi^+ \pi^-$. Во всех перечисленных процессах измеренные распределения по инвариант-

ной массе $\pi^+\pi^-$ системы были аналогичны тому, что наблюдалось в процессе $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$.

Однако распределение по $M(\pi^+\pi^-)$, измеренное в переходе $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)$, оказалось аномальным – амплитуда процесса на пороге рождения $\pi^+\pi^-$ системы существенно усилена и по величине сравнима с усилением при максимально допустимых значениях $M(\pi^+\pi^-)$. Для объяснения этой аномалии были предложены различные механизмы: взаимодействие в конечном состоянии [53, 54]; вклад скалярного состояния σ в $\pi\pi$ системе [55, 56]; эффект связанных каналов распада [57, 58]; $S - D$ смешивание [59]; релятивистские поправки [60]. В контексте данной диссертации отдельно отметим механизм, связанный с возможным наличием экзотического изовекторного резонанса в системе $\Upsilon\pi$ [53, 61–63].

В дальнейшем, при изучении переходов типа $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1,2S)\pi^+\pi^-$ аналогичное аномальное поведение наблюдалось в переходе $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, в то время как в переходе $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ имеет «нормальную» структуру. Тем не менее, несмотря на указанные аномалии в спектре $M(\pi^+\pi^-)$, ширины всех перечисленных переходов одного порядка и составляют величину масштаба нескольких кэВ.

1.6.2 Переходы с излучением η мезона

Переходы с излучением η мезона в мультипольном разложении КХД возникают из интерференции $E1$ и $M2$ амплитуд. В приближении факторизации координатных и спиновых степеней свободы, амплитуда перехода:

$$A(\Upsilon_1 \rightarrow \Upsilon_2\eta) = \frac{4\pi^2}{15} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\alpha^{(1 \rightarrow 2)}}{m_Q} f_\eta m_\eta^2 \varepsilon_{klm} p^k \epsilon_1^l \epsilon_2^m, \quad (1.15)$$

где f_η – константа распада η -мезона, а m_η – его масса.

Сравнивая выражение 1.15 с 1.14, можно заметить, что в отношении этих амплитуд модельно зависящая кваркониевая часть $\alpha^{(1 \rightarrow 2)}$ сокращается, что дает возможность получить численные оценки для отношения ширин. Для переходов $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ предсказание величины отношения состав-

ляет [64]

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)} = 2.2 \times 10^{-3} \left(\frac{f_\eta}{130\text{MeV}} \right)^2 \left(\frac{1.4\text{GeV}}{m_b} \right)^2, \quad (1.16)$$

что при $f_\eta = 156$ МэВ, $m_b = 4.18$ ГэВ/ c^2 и измеренном [43] значении $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-] = (17.85 \pm 0.26)\%$ соответствует $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta] \simeq 4.2 \times 10^{-4}$. Экспериментально измеренное значение составляет $(2.9 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ [43], что несколько ниже ожидания, однако принимая во внимание все неопределенности и сделанные предположения, а также экспериментальную погрешность результата, можно говорить о достаточно хорошем согласии.

Однако уже для перехода $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ измеренное значение соответствующего отношения оказалось равным $2.40 \pm 0.40 \pm 0.12$ [43], что существенно противоречит гипотезе о подавлении переходов с излучением η по сравнению с двухпионными переходами.

Таким образом можно утверждать, что существующие феноменологические подходы (потенциальная модель, мультипольное разложение и т.д.) позволяют с хорошей точностью описать структуру уровней и динамику переходов между уровнями тяжелого кваркония с массами ниже порога рождения пары $D\bar{D}$ для системы $c\bar{c}$ и $B\bar{B}$ для системы $b\bar{b}$. Однако уже для состояния $\Upsilon(4S)$ – первого 3S_1 состояния с массой выше порога рождения пары $B\bar{B}$ мезонов – были обнаружены аномальные свойства. Количество наблюдаемых аномалий существенно возросло при увеличении объема данных, полученных в экспериментах на мезонных «фабриках» Belle, BaBar, LHCb, CLEOc и BESIII, а также при переходе к сильно возбужденным состояниям чармония и боттомония, в частности, $\Upsilon(10860)$ (также иногда обозначаемый как $\Upsilon(5S)$) и $\Upsilon(11020)$ (соответственно $\Upsilon(6S)$).

1.7 Кваркониеподобные состояния

В 2003 году произошло событие, положившее конец эпохе, когда тяжелый кварконий считался относительно хорошо понятой системой связанных кварка и антикварка. При изучении процесса $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi \pi^+ \pi^-$ в спектре

инвариантной массы системы $J/\psi\pi^+\pi^-$, помимо ожидавшегося пика, соответствующего распаду $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, был обнаружен еще один узкий пик вблизи значения $3.87 \text{ ГэВ}/c^2$. Этот пик впоследствии получил обозначение $X(3872)$ [65].

С этого момента почти каждый год происходит обнаружение новых резонансов с неожиданными свойствами, которые не вписываются в простую схему 1 уровней. Такие состояния стали называть чармониеподобными ввиду наличия в их составе пары $c\bar{c}$ кварков. Основной поток открытий дают B - и c -фабрики: Belle, BaBar и BESIII, где были накоплены беспрецедентные объемы данных.

Однако вплоть до 2010 года все вновь обнаруженные состояния были состояниями, в кварковом составе которых содержалась в том числе пара $c\bar{c}$. В 2011 году в эксперименте Belle были обнаружены первые боттомониеподобные состояния, впоследствии получившие названия $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. Изучению свойств этих состояний посвящена диссертация.

Среди всего многообразия обнаруженных чармониеподобных состояний в контексте дальнейшего изложения результатов исследования боттомония обратим внимание на семейство так называемых Y состояний. Их объединяет то, что рождаются они в e^+e^- аннигиляции, что автоматически фиксирует их квантовые числа: $J^{PC} = 1^{--}$. Первое состояние подобного типа, названное $Y(4260)$, было найдено в 2005 году в эксперименте BaBar [66]. При исследовании процесса с излучением гамма кванта в начальном состоянии $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}} J/\psi\pi^+\pi^-$ было обнаружено увеличение числа сигнальных событий в спектре инвариантных масс комбинаций $J/\psi\pi^+\pi^-$ вблизи $4.26 \text{ ГэВ}/c^2$. Пик, содержащий 125 ± 23 событий, хорошо описывался однорезонансной структурой.

Вскоре существование $Y(4260)$ было подтверждено в эксперименте CLEOс в двух независимых измерениях. В первом из них [67] был повторён анализ BaBar на данных, набранных в диапазоне энергий рождения резонансов $\Upsilon(1S) - \Upsilon(4S)$, при этом масса и ширина $Y(4260)$ оказались в хорошем согласии с измеренными BaBar. Во втором измерении [68] данные набирались при энергии системы центра масс пучков непосредственно в области рождения $Y(4260)$. При сканировании в диапазоне энергий $3.97 \text{ ГэВ} - 4.26 \text{ ГэВ}$ наблюдалось увеличение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ при $\sqrt{s} = 4.26 \text{ ГэВ}$, свидетельствующее о существовании резонанса. В 2007 го-

ду в эксперименте Belle также было подтверждено существование состояния $Y(4260)$ в событиях e^+e^- аннигиляции с испусканием радиационного фотона в начальном состоянии [69].

В дальнейшем в процессах $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}} J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}} \psi(2S) \pi^+ \pi^-$ с излучением жёсткого фотона (γ_{ISR}) в начальном состоянии было обнаружено целое семейство чармониеподобных состояний с массами выше порога открытого чарма [70]. Кроме того, в 2010 году эксперимент CLEOc сообщил о наблюдении увеличения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow h_c \pi^+ \pi^-$ при энергии в системе центра масс 4.26 ГэВ [71]. Несмотря на невысокую статистическую значимость этого измерения, оно интересно тем, что рождение спин-синглетного состояния h_c при распадах исходной спин-триплетной комбинации $c\bar{c}$ кварков ожидается подавленным, в то время как измеренное значение сечения $e^+e^- \rightarrow h_c \pi^+ \pi^-$ было того же порядка, что и $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$.

В результате детального анализа полного сечения e^+e^- аннигиляции был установлен нижний предел вероятности распада $Y(4260) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, составивший 0.6% на уровне значимости 90%, что совместно с измеренной шириной состояния $Y(4260)$ позволяет оценить парциальную ширину распада $Y(4260) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ как, по крайней мере, на порядок превышающую типичные значения, ожидаемые для обычного чармония с такой массой.

Описанная совокупность экспериментальной информации примечательна тем, что к этому времени аналогичная картина начала проявляться и в системе боттомония. Так, в 2005 году в эксперименте Belle были набраны первые данные при энергии в системе центра масс 10.867 ГэВ. Несмотря на малый объем данных, всего 1.8 фб⁻¹, удалось получить первые результаты по физике B_s мезонов, также наблюдался аномально большой сигнал $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \pi^+ \pi^-$ – около шести событий [72]. По результатам анализа этих данных было принято решение о дополнительном экспериментальном заходе при той же энергии, и в 2008 году полный интеграл был увеличен до 21 фб⁻¹. Используя эту статистику, в 2008 году были выполнены измерения сечений $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS) \pi^+ \pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) K^+ K^-$ [73].

Кроме того, в 2006 году в эксперименте Belle было проведено тестовое сканирование по энергии в области $\Upsilon(5S) - \Upsilon(6S)$ резонансов. В шести точках была набрана светимость примерно по одному обратному фемтобарну. Анализ этих данных показал ряд неожиданных результатов. Так, измерен-

ное сечение процессов вида $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$) [73] оказалось аномально большим. В предположении, что переход в конечное состояние $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ происходит исключительно посредством промежуточного рождения $\Upsilon(5S)$, измеренная ширина распада равна $\Gamma[\Upsilon(10860) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-] \sim 0.5$ МэВ, что почти на два порядка превышает типичную ширину двухпионного перехода между $\Upsilon(nS)$ состояниями с $n \leq 4$.

Принимая во внимание, что в области резонанса $Y(4260)$ наблюдалось аномально большое сечение рождения не только конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-$, но и $h_c\pi^+\pi^-$, экспериментом Belle была предпринята попытка поиска на тот момент еще не наблюдавшегося экспериментально P -волнового состояния h_b в канале $e^+e^- \rightarrow h_b\pi^+\pi^-$. Анализ большего объема данных, полученных при энергии вблизи максимума $\Upsilon(5S)$ резонанса (10.866 ГэВ), действительно, позволил впервые наблюдать не только состояние $h_b(1P)$, но и его первое радиальное возбуждение $h_b(2P)$ с высокой статистической значимостью. Более того, дальнейшие исследования показали, что вероятность процесса $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1,2$) того же порядка, что и аномально высокая вероятность процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ [74]:

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-]} = 0.45 \pm 0.08_{-0.12}^{+0.07},$$

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.77 \pm 0.08_{-0.17}^{+0.22}.$$

Это оказалось тем более неожиданно, поскольку для рождения псевдоскалярного состояния $h_b(mP)$ необходим переворот спина одного из тяжелых кварков исходного $b\bar{b}$ состояния, имеющего квантовые числа $J^P = 1^-$. Ожидалось, что этот процесс имеет существенное подавление порядка $\Lambda_{\text{QCD}}/m_b \sim 0.05$.

Стоит все же отметить, что несмотря на существенную схожесть ситуации в области $Y(4260)$ и $\Upsilon(5S)$ резонансов, наблюдаются и некоторые существенные различия. Так, например, в области $\Upsilon(5S)$ наблюдается аномально высокое сечение процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ при $n = 1,2,3$, в то время как в случае чармония состояние $Y(4260)$ в канале $\psi(2S)\pi^+\pi^-$ не наблюдается вовсе, но наблюдаются другие резонансы из семейства Y : $Y(4325)$ и $Y(4660)$, которые, в свою очередь, не видны в канале $J/\psi\pi^+\pi^-$. Мы вернемся к более детальному обсуждению аналогий и различий между чарм и боттом секторами в заключительной части диссертации.

Несмотря на то, что первые наблюдения резонансов семейства Y были выполнены в экспериментах на B -фабриках Belle и BaBar в процессе с излучением жесткого фотона в начальном состоянии $e^+e^- \rightarrow Y\gamma_{ISR}$, детальный анализ этих резонансов был затруднен ввиду малой статистики. Дальнейшее изучение свойств этих резонансов проводилось в основном в эксперименте BESIII/BEPCII, работающем непосредственно на энергиях от 3.8 ГэВ до 4.6 ГэВ в системе центра масс.

В свою очередь, в эксперименте Belle, работавшем на электрон-позитронном ускорительно-накопительном комплексе КЕКВ, была возможность изменять энергию в системе центра масс в достаточно широком диапазоне энергий от 9.46 ГэВ до 11.02 ГэВ. В контексте данной диссертации особый интерес представляет диапазон энергий от 10.65 ГэВ до 11.02 ГэВ, что соответствует энергии рождения $\Upsilon(5S)$ и $\Upsilon(6S)$ резонансов.

Глава 2. Комплекс КЕКВ и детектор Belle

Основной задачей, ставившейся перед экспериментом Belle, являлось детальное изучение физики B -мезонов, в частности измерение нарушения CP-симметрии, а также измерение вероятностей редких распадов и поиск распадов, запрещенных в рамках Стандартной модели. Для решения этих задач требуется большая статистика порядка $10^8 - 10^9$ B -мезонов, набранная за время работы эксперимента. Такие объемы данных достижимы только на специализированных установках, так называемых B -фабриках. В Таблице 1 приведены несколько комплексов, работавших в одно время с экспериментом Belle или работающие в настоящее время, которые могут рассматриваться как B -фабрики. Tevatron и LHC – адронные машины, для которых характерно большое сечение рождения $B\bar{B}$ -пар, однако сечение фоновых событий также исключительно велико. Эксперименты CESR, КЕКВ и PEP-II являются установками с электрон-позитронными встречными пучками, которые работают на энергии $\Upsilon(4S)$ резонанса.

Исходя из этих задач, большая часть экспериментальных данных в эксперименте Belle была набрана на энергии $\Upsilon(4S)$. Однако позднее было принято решение о наборе данных как на более низких ($\Upsilon(1S) - \Upsilon(3S)$), так и на более высоких (от $\Upsilon(4S)$ и до 11.02 ГэВ) энергиях. Это позволило существенно расширить спектр задач по изучению физики b -кварка и провести исследования распадов не только легких B_u и B_d -мезонов, но и более тяже-

Таблица 1 — Существующие и строящиеся B -фабрики.

Накопитель	Тип коллайдера	Детектор	Светимость, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Место расположения
CESR	симм. e^+e^-	CLEO II	8×10^{32}	Cornell
PEP-II	асимм. e^+e^-	BaBar	3×10^{33}	SLAC
КЕКВ	асимм. e^+e^-	Belle	10^{34}	КЕК
SuperКЕКВ	асимм. e^+e^-	Belle II	4×10^{35}	КЕК
Tevatron	$p\bar{p}$	TEV	$\sigma_{b\bar{b}} \sim 100\mu\text{b}$	FNAL
LHC	pp	LHCb	$\sigma_{b\bar{b}} \sim 400\mu\text{b}$	CERN

лого B_s -мезона, а также получить новые результаты по физике боттомония. Структура данных, полученных в эксперименте Belle, приведена в Таблице 2. Набор данных «ниже $\Upsilon(4S)$ » резонанса проводился на энергии около 60 МэВ ниже пика, то есть ниже порога рождения пары $B\bar{B}$ мезонов и использовался для оценки фона при анализе распадов B мезонов. Полный интеграл светимости, набранный за весь период работы эксперимента Belle, составляет около 1000 обратных фемтобарн, что почти в два раза превосходит объем данных ближайшего конкурента – эксперимента BaBar.

В представленных исследованиях использовались данные, набранные в эксперименте Belle в области $\Upsilon(5S)$ резонанса. Стоит отметить, что в эксперименте BaBar нет сколько нибудь значительного объема данных, набранных на этой энергии. Таким образом, эксперимент Belle предоставляет уникальную возможность по изучению физики боттомония от порога рождения и до энергии 11.02 ГэВ в системе центра масс.

Высокая светимость B -фабрик достигается за счет увеличения токов сталкивающихся пучков и уменьшения их размеров, что неизбежно приводит к росту фоновой загрузки систем детектора. Это, в свою очередь, требует современных подходов к разработке триггера, системы сбора и обработки данных в эксперименте. Всем этим условиям в полной мере удовлетворяет детектор Belle.

Таблица 2 — Сравнение статистики, набранной в экспериментах Belle и BaBar при различных энергиях в системе центра масс.

Е в системе центра масс	Интегральная светимость Belle, фб	Интегральная светимость BaBar, фб
$\Upsilon(1S)$	5.7	—
$\Upsilon(2S)$	24	14
$\Upsilon(3S)$	3	30
$\Upsilon(4S)$	711	433
60 МэВ ниже $\Upsilon(4S)$	87	54
$\Upsilon(5S)$	121	—
сканирование $\Upsilon(5S) - \Upsilon(6S)$	27	5

2.1 Коллайдер КЕКВ

КЕКВ – это B -фабрика с асимметричными электрон-позитронными пучками, созданная в Национальной лаборатории физики высоких энергий (КЕК) в городе Цукуба (Япония). Общий вид установки КЕКВ представлен на Рис. 2.1. Коллайдер КЕКВ состоит из двух независимых накопительных колец – одно для электронов, другое для позитронов – расположенных в туннеле бывшего ускорительного комплекса TRISTAN с периметром около 3 км. Электронный пучок с энергией 8.0 ГэВ циркулирует в направлении по часовой стрелке в кольце высокой энергии (HER), а позитронный пучок с энергией 3.5 ГэВ – в противоположном направлении в кольце низкой энергии (LER).

Соответствующий фактор Лоренца, характеризующий скорость продольного движения системы, образующейся в результате взаимодействия

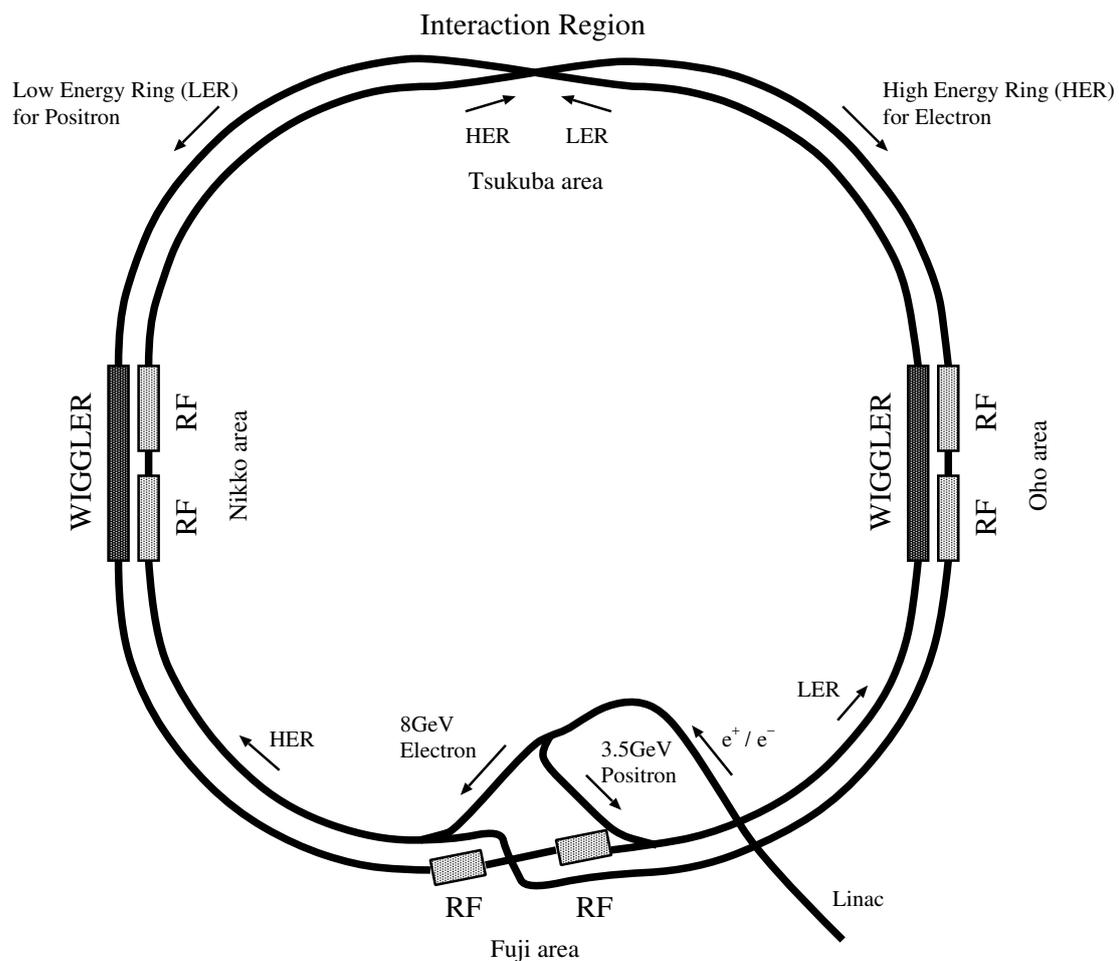


Рисунок 2.1 — Общий вид ускорительно-накопительного комплекса КЕКВ.

начальных частиц, равен $\beta\gamma = 0.425$. Пучки сталкиваются в единственном месте встречи (Tsukuba area), где и расположен детектор Belle.

Электроны, ускоренные до 8 ГэВ в линейном ускорителе, напрямую инжектируются в HER. Для получения позитронов, электронный пучок на половине пути в линейном ускорителе направляется на мишень, где рождаются позитроны, которые затем ускоряются в оставшейся части линейного ускорителя до энергии 3.5 ГэВ и инжектируются в кольцо LER.

Основные проектные параметры КЕКВ приведены в Таблице 3 и детально обсуждаются в работах [75] и [76]. Задача увеличения светимости решается за счет использования многосгусткового режима работы накопителя. В проекте предполагалось использовать до 5000 сгустков в каждом пучке, однако реально был достигнут лишь режим с 1585 сгустками. При этом для подавления взаимодействия соседних сгустков в месте встречи реализована схема столкновения пучков под углом ± 11 мрад. Это решение значительно упрощает оптику участка встречи пучков.

Работа комплекса КЕКВ началась в декабре 1998 года, и уже в феврале были получены первые столкновения пучков, а первая светимость с детектором Belle – в мае 1999 года. В начале 2004 года КЕКВ начала ра-

Таблица 3 — Проектные параметры накопителя КЕКВ.

Параметр	LER	HER	Единица измерения
Частицы	e^+	e^-	
Длина орбиты (C)	3016.26		м
Энергия (E)	3.5	8.0	ГэВ
Светимость (L)	1×10^{34}		$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$
Угол столкновения (θ_x)	± 11		мрад
Ток пучка (I)	2.6	1.1	А
Ток одного сгустка	0.51	0.22	мА
Число частиц в сгустке	3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
Число сгустков (N_B)	5000		
Размер пучков (σ_x/σ_y)	90/1.9		$\mu\text{м}$
Бета функция (β_x/β_y)	0.33/0.01		м
ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
Эмитанс ($\varepsilon_x/\varepsilon_y$)	1.8×10^{-8}	3.6×10^{-10}	м

боту в режиме непрерывной инжекции пучков, что позволило на четверть увеличить интегральную светимость при неизменной пиковой. Кроме того, в 2007 году была проведена модернизация системы фокусировки пучков в месте встречи с использованием «grab-cavity», что позволило на 20% увеличить пиковую светимость. Пиковая светимость, достигнутая на комплексе КЕКВ за все время работы эксперимента Belle, составила $2.1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ с током электронного пучка 1.2 А и позитронного пучка 1.6 А. Это более чем в два раза превысило проектное значение. В 2010 году эксперимент Belle был официально завершен, а сам детектор Belle и комплекс КЕКВ подверглись глубокой модернизации с целью увеличения пиковой светимости в 20–40 раз, а интегральную светимость в 50 раз.

2.2 Детектор Belle

Детектор Belle является универсальным магнитным спектрометром [77, 78]. Схематическое изображение детектора Belle (вид сбоку) показано на Рис. 2.2. Система координат, которая используется в дальнейшем, определена таким образом, что ось z выбрана вдоль направления электронного пучка. Элементы детектора размещены цилиндрически-симметрично вокруг оси электронного пучка, точка взаимодействия пучков смещена относительно центра детектора в направлении движения менее энергичного пучка позитронов для учета эффекта движения системы центра масс в лабораторной системе. Удобно использовать полярную систему координат с азимутальным углом ϕ , определенным таким образом, что $\phi = 0$ соответствует направлению внутрь кольца КЕКВ, а полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z .

Основными компонентами детектора являются кремниевый вершинный детектор (SVD), дрейфовая камера (CDC), аэрогелевый детектор черенковского излучения (ACC), система измерения времени пролета частиц (TOF), электромагнитный калориметр (ECL) на основе кристаллов CsI(Tl), сверхпроводящий магнит и мюонные камеры (KLM), расположенные в магнитном ярме, а также триггер и система сбора и записи данных (DAQ). Кроме того, на Рисунке 2.2 и некоторых последующих, указан калориметр предельно ма-

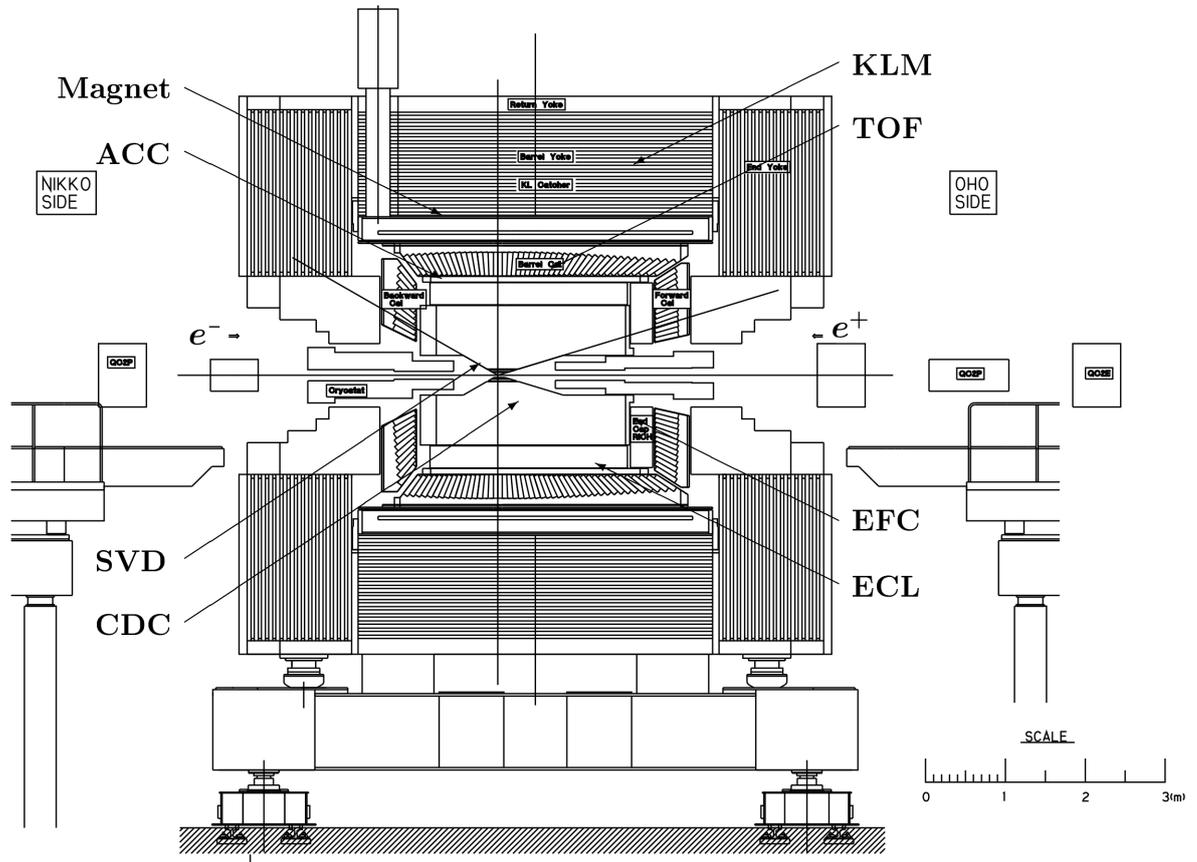


Рисунок 2.2 — Общий вид детектора Belle.

лых углов (EFC), однако в анализе экспериментальных данных информация с этой системы не использовалась. Магнитное поле напряженностью 1.5 Т создается при помощи сверхпроводящего соленоида. Детектор покрывает телесный угол в интервале от 17° до 150° полярного угла, что соответствует 92% от полного телесного угла в системе центра масс e^+e^- пучков. Комбинация указанных систем детектора позволяет достичь высокой эффективности восстановления как заряженных треков, так и нейтральных частиц – фотонов, π^0 и K_L^0 мезонов, а также высокого пространственного и энергетического разрешения.

Изначально конструкция детектора Belle была оптимизирована для изучения нарушения CP -симметрии в распадах B -мезонов, однако универсальный характер установки позволяет также проводить изучение редких распадов B - и D -мезонов, исследование свойств очарованных частиц, физики двухфотонных взаимодействий и распадов τ -лептона.

2.2.1 Трековая система

Восстановление треков в детекторе Belle производится с помощью информации, получаемой от двух систем – CDC [79] и SVD [80, 81], располагающихся в близком к однородному магнитном поле с индукцией 1.5 Т. Поле создается сверхпроводящим соленоидом радиусом 1.7 м и длиной 4.4 м, расположенном соосно с вакуумной камерой накопителя КЕКВ.

Импульс заряженной частицы однозначно связан с радиусом кривизны её траектории в магнитном поле. В общем случае заряженная частица в однородном магнитном поле движется по спирали с радиусом, пропорциональным поперечному по отношению к направлению магнитного поля импульсу. Для описания спиральной траектории необходимо пять независимых параметров. Для реконструкции треков в Belle используется следующий набор параметров: три координаты точки на треке, ближайшей к началу системы координат, продольная и поперечная проекции импульса к оси магнитного поля.

Общий вид дрейфовой камеры детектора Belle показан на Рис. 2.3. Камера состоит из 8400 дрейфовых ячеек четырехугольной формы и размером 16×17 мм, образующих 50 цилиндрических слоев – 32 слоя с аксиально ориентированными ячейками и 18 стерео слоев. Каждая ячейка состоит из одной чувствительной и девяти потенциальных проволочек, между которыми устанавливается разность потенциалов, необходимая для получения заданного газового усиления. Внутренний радиус CDC составляет 8 см, внешний – 88 см. Максимальная длина проволочек равна 2.4 м.

При малых импульсах частиц импульсное разрешение определяется многократным рассеянием частиц в рабочем газе дрейфовой камеры и на проволочках. Для уменьшения многократного рассеяния потенциальные проволочки изготовлены из алюминия, а в качестве рабочей среды выбрана газовая смесь, состоящая из 50% гелия и 50% этана. Первичная ионизация, создаваемая пролетевшей заряженной частицей, дрейфует в электрическом поле ячейки к чувствительной проволочке, усиливается вблизи неё и создаёт на ней электрический импульс, время появления которого прямо пропорционально расстоянию дрейфа. Зная конфигурацию электрического и магнитного полей, скорость дрейфа, время, прошедшее между взаимодей-

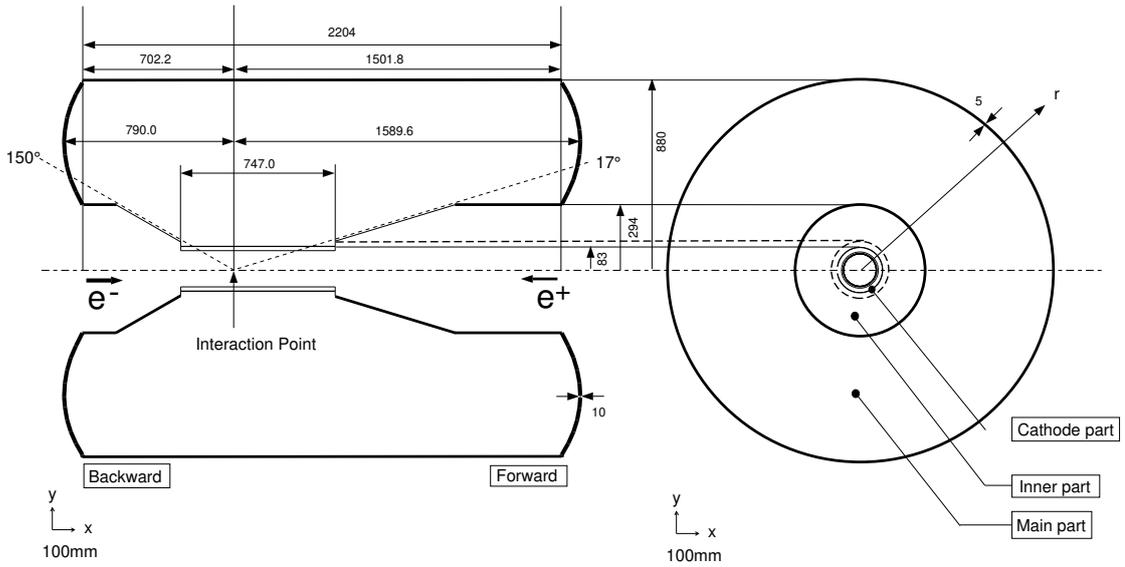


Рисунок 2.3 — Общий вид дрейфовой камеры детектора Belle.

ствием пучков и появлением сигнала в ячейках камеры, можно восстановить траекторию заряженной частицы.

Стереослои служат для измерения продольной компоненты импульса частицы. Ячейки в этих слоях повернуты на небольшой (от 42.5 мрад до 72.1 мрад) угол относительно оси z . Измеряя поперечное смещение между участками траектории частицы, реконструированными в стерео и аксиальных слоях, можно определить продольную координату трека. Пространственное разрешение CDC составляет около 130 мкм в плоскости перпендикулярной оси z , и лучше 2 мм в направлении оси z . Полное количество измерений на треке зависит от полярного угла и величины поперечного импульса частицы. В среднем на один трек восстанавливается около 25 точек в аксиальных и 13 точек в стереослоях. Это позволяет получить импульсное разрешение для частицы лучше 1%:

$$\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t}\right)^2 = (0.0019 p_t)^2 + (0.0034)^2,$$

где p_t — поперечный импульс частицы в ГэВ/с. Нижний порог по величине p_t восстанавливаемых треков составляет 50 МэВ/с.

Несмотря на то, что дрейфовая камера позволяет определять импульс заряженных частиц с высокой точностью, её пространственного разрешения недостаточно для восстановления вершин распада B -мезонов с точностью, необходимой для изучения нарушения CP -четности. Для определения координат точки распада сравнительно долгоживущих частиц, таких как D - и B -мезоны или Λ -барионы, используется кремниевый вершинный детектор.

До лета 2003 года в детекторе использовался трёхслойный вершинный детектор SVD1 [80], который позднее был заменен на четырёхслойный SVD2 [81]. Чувствительные элементы SVD расположены сразу же за бериллиевой вакуумной камерой, вблизи места взаимодействия пучков, на расстоянии $r=30$ мм, 45.5 мм и 60.5 мм для трёх слоев SVD1, и $r=20$ мм, 43 мм, 65 мм и 78 мм для SVD2. Каждый слой SVD является двухкоординатным кремниевым детектором толщиной 300 мкм с чувствительными полосками на p -стороне, параллельными оси пучков, а на n -стороне – перпендикулярными оси пучков. Это позволяет измерять обе координаты точки пересечения траектории частицы с плоскостью детектора. В результате, пространственная точность измерения координаты точки вылета заряженной частицы существенно повышается и может быть параметризована в виде:

$$\sigma_r^2 = 19^2 + \left(\frac{50}{p\beta \sin^{3/2} \theta}\right)^2; \quad \sigma_z^2 = 36^2 + \left(\frac{42}{p\beta \sin^{5/2} \theta}\right)^2,$$

где p – импульс частицы в ГэВ/ c , а $\sigma_{r\phi}$ и σ_z – координатные разрешения соответственно по радиусу и вдоль оси z , выраженные в мкм.

2.2.2 Идентификация частиц

Возможность определения типа заряженных частиц, зарегистрированных детектором, является одной из важнейших его характеристик, поскольку эта информация используется для большинства проводимых исследований. Диапазон импульсов заряженных частиц, рождающихся при распадах B -мезонов, простирается от порога регистрации дрейфовой камерой и до 4 ГэВ/ c в лабораторной системе. Для обеспечения надежной идентификации частиц в таком широком диапазоне в детекторе Belle используется следующая информация: величина dE/dx , измеренная дрейфовой камерой; время пролета частиц, измеренное системой ТоF; и амплитуда сигналов черенковских пороговых счётчиков. Компоновка этих систем показана на Рисунке 2.4.

Одновременно с реконструкцией треков заряженных частиц, информация с дрейфовой камеры может быть использована для определения типа зарегистрированной частицы. А именно, амплитуда сигнала в каждой ячейке

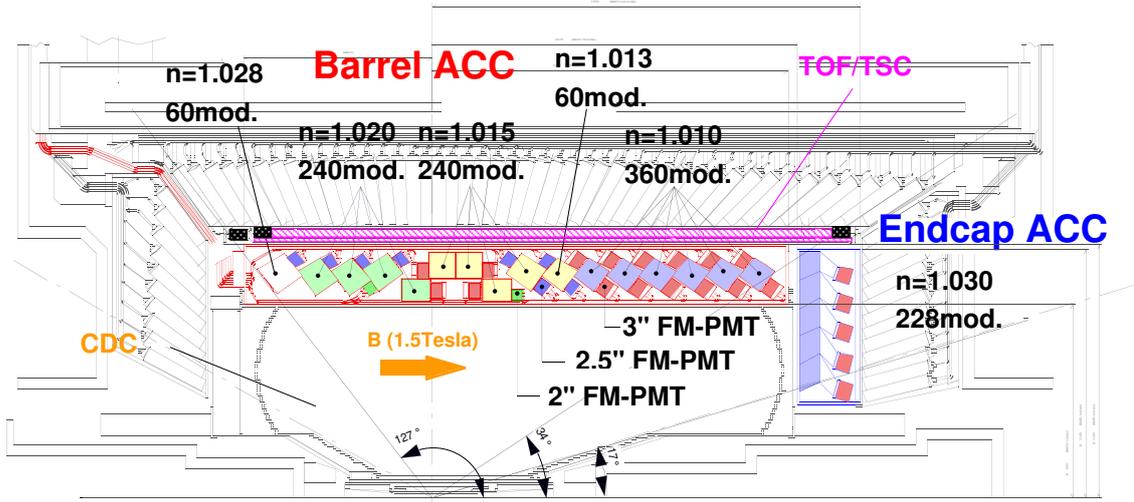


Рисунок 2.4 — Системы идентификации заряженных частиц детектора Belle.

CDC пропорциональна величине первичной ионизации, выделенной прошедшей частицей. В свою очередь, средние ионизационные потери являются функцией скорости β частицы и определяются хорошо известным выражением Бете-Блоха:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (2.1)$$

где T_{max} — максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана электрону в процессе ионизации, I — средняя энергия ионизации атомов среды, δ — фактор, учитывающий эффект плотности. При определенном импульсе частицы с разной массой имеют различные ионизационные потери на единицу длины пути. Каждая ячейка CDC обеспечивает независимое измерение величины dE/dx . На Рис. 2.5 показаны средние ионизационные потери в дрейфовой камере детектора Belle, измеренные для различных типов заряженных частиц в зависимости от величины их импульса. Кривые показывают ожидаемые значения, согласно формуле 2.1. Как видно из Рис. 2.5, наиболее эффективное разделение частиц таким методом возможно для частиц с импульсами меньше 1 ГэВ/с. Релятивистский рост ионизационных потерь для области больших импульсов частично восстанавливает возможность разделения, начиная с импульсов более 3–4 ГэВ/с.

Идентификация частиц в промежуточном диапазоне импульсов осуществляется с помощью время-пролетной системы ТоF [82] на основании прямого измерения времени пролета частицей определенного расстояния.

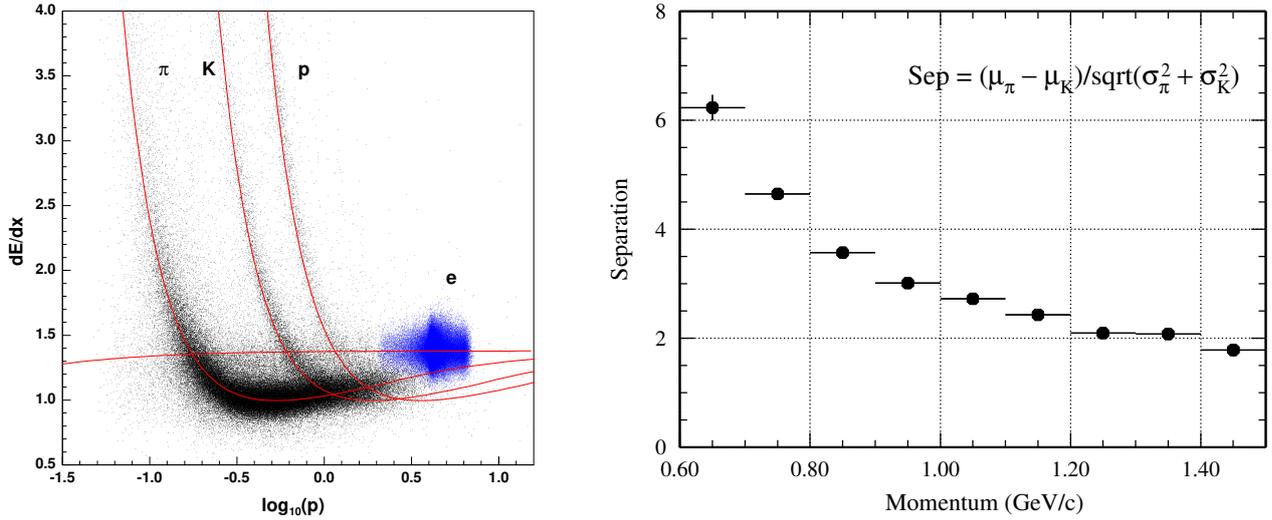


Рисунок 2.5 — Слева — dE/dx для различных типов заряженных частиц в зависимости от импульса. Точками показаны экспериментальные данные, кривыми — ожидаемые потери, рассчитанные по формуле 2.1. Справа — разрешающая способность системы ТоF для разделения π и K -мезонов в зависимости от импульса.

Система состоит из 128 сцинтилляционных счетчиков, изготовленных из сцинтилляционной пластмассы с коротким, около 2 нс, временем высвечивания, толщиной 4 см, шириной 6 см и длиной 255 см, расположенных непосредственно перед электромагнитным калориметром на радиусе 120 см от пучка, и по полярному углу покрывающих диапазон от 34° до 120° , как показано на Рис. 2.4. Система ТоF в торцевых частях детектора отсутствует.

Заряженные частицы при прохождении через счетчики ТоF излучают сцинтилляционный свет, который регистрируется двумя сеточными фотумножителями (ФЭУ), расположенными с обоих торцов сцинтилляционных счётчиков. Использование ФЭУ сеточного типа обусловлено тем, что ТоF счетчики установлены внутри магнитного соленоида детектора и чувствительность (уменьшение коэффициента усиления и увеличение длительности сигнала) ФЭУ этого типа к продольному магнитному полю существенно ниже, чем у ФЭУ со стандартным устройством диодной системы. Временное разрешение счётчиков порядка 100 псек, что позволяет разделять частицы с импульсами до 1.5 ГэВ/с. Из-за наличия магнитного поля, заряженная частица может достигнуть ТоF, только если её поперечный импульс превышает 0.28 ГэВ/с. Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками ТоF составляет около 95% при регистрации одним ФЭУ и 88%, если требуется

сигнал с обоих концов сцинтиллятора. Неэффективность в 5% в основном обусловлена краевыми эффектами в сцинтилляторах и падением коэффициента усиления ФЭУ при большой загрузке счетчиков.

Для идентификации частиц в области больших импульсов в детекторе Belle используется система черенковских пороговых счетчиков АСС [83]. Заряженная частица, движущаяся в среде с коэффициентом преломления n со скоростью, превышающей скорость распространения света в этой среде c/n , излучает черенковский свет. Наличие излучения при заданном импульсе частицы даёт возможность заключить, что масса данной частицы меньше некоторого порогового значения. Система черенковских счётчиков детектора Belle включает 960 модулей, расположенных в пространстве между CDC и ToF, как показано на Рисунке 2.4. Счетчики изготовлены из аэрогеля – материала, представляющего собой коллоидную форму стекла (SiO_2) в твердом состоянии. Аэрогель обладает крайне низким коэффициентом преломления, который можно варьировать в процессе изготовления.

Из-за асимметрии в энергии сталкивающихся пучков, импульсный спектр рождающихся частиц зависит от полярного угла. Для учета этого фактора, коэффициент преломления АСС модулей меняется в зависимости от полярного угла от $n = 1.010$ до $n = 1.028$ в цилиндрической части АСС. В торцевой части детектора модули АСС (228 штук) установлены только в передней части, в направлении электронного пучка. В этом направлении импульсы частиц от двухчастичных распадов B -мезонов лежат в диапазоне 3.5 – 4.0 ГэВ/с. Для эффективного разделения частиц таких импульсов аэрогель должен иметь коэффициент преломления 1.0055. Однако производство аэрогеля со столь низким показателем достаточно проблематично. Кроме того, возникают проблемы с регистрацией сигнала малой амплитуды с таких счетчиков. В связи с этим, было принято решение установить в торцевых счетчиках аэрогель с $n = 1.030$, что позволит обеспечить надежное K/π разделение при импульсах частиц менее 2 ГэВ/с. Этого достаточно для успешного решения задачи тагирования – определения типа распавшегося нейтрального B -мезона (то есть B^0 или \bar{B}^0) при изучении осцилляций и нарушения CP -симметрии.

Черенковский свет с модулей регистрируется одним или двумя (в зависимости от геометрического положения модуля) фотоумножителями сеточного типа. На Рисунке 2.6 показаны распределения по числу зареги-

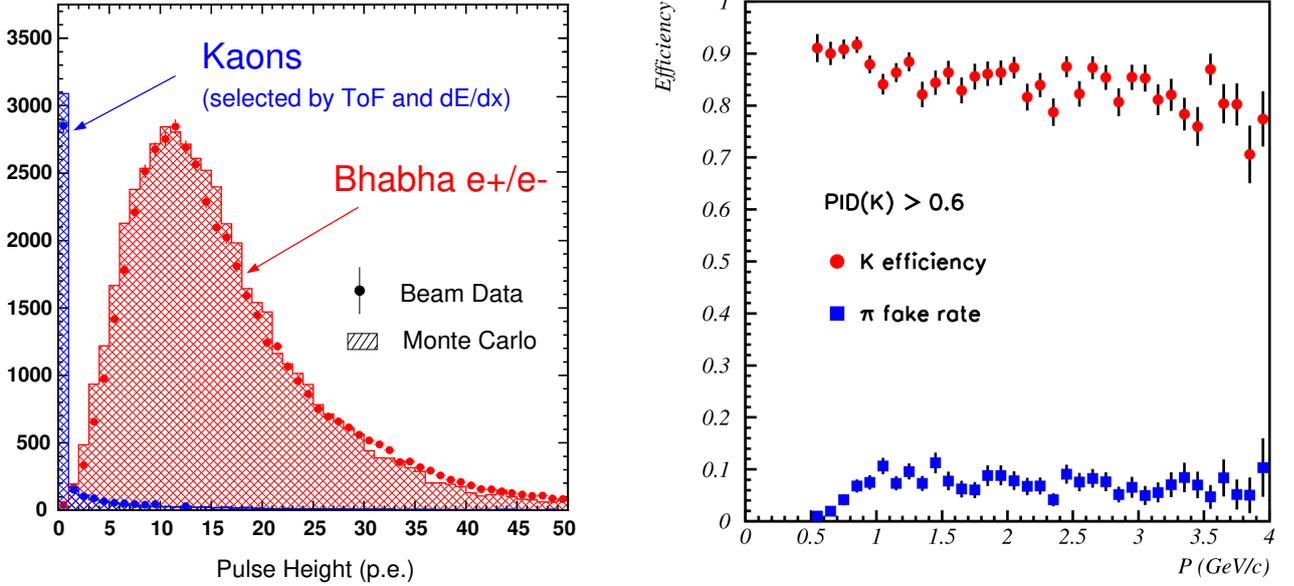


Рисунок 2.6 — Распределение по числу фотоэлектронов сигнала АСС (слева) и эффективность идентификации заряженных K -мезонов в зависимости от импульса (справа).

стрированных фотоэлектронов в АСС счетчиках для заряженных K -мезонов с импульсом ниже порога черенковского излучения и для релятивистских частиц. Эффективность срабатывания счетчиков для релятивистских пионов меняется от 85% до 95% при вероятности ложного срабатывания от 15% до 5%. Неэффективность в основном вызвана краевыми эффектами, где сигнал от проходящей релятивистской частицы может быть ниже порога. Ложные срабатывания связаны в основном с возникновением черенковского излучения в стекле входных окон фотоумножителей.

Таким образом, комбинация информации от этих трёх систем позволяет произвести идентификацию заряженных адронов в широком диапазоне импульсов, доступных в эксперименте Belle. Так как информация с различных систем практически является независимой, полная функция правдоподобия $\mathcal{L}(h)$ того, что данный сигнал произведен частицей определённого типа h может быть определена как произведение функций правдоподобия от трёх систем $\mathcal{L}_{CDC}(h)\mathcal{L}_{ToF}(h)\mathcal{L}_{ACC}(h)$. Особенно критичным в большинстве случаев является надежное разделение заряженных π и K -мезонов. Это достигается с помощью анализа величины отношения соответствующих функций правдоподобия:

$$\text{PID}(K/\pi) = \frac{\mathcal{L}(K)}{\mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(\pi)}, \quad \text{PID}(\pi/K) = 1 - \text{PID}(K/\pi).$$

Эффективность комбинированной системы идентификации по K/π разделению проверялась непосредственно на экспериментальных данных с использованием процесса $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, с последующим распадом $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Наличие медленного π -мезона из распада D^{*+} позволяет с большой надежностью выделить события данного процесса без привлечения информации систем идентификации частиц, обеспечивая отношение сигнала к фону более 30. Знак заряда медленного пиона однозначно определяет тип нейтрального D -мезона и, соответственно, заряд K -мезона, с точностью до вероятности дважды Кабиббо-запрещенного распада $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (вероятность 3.5×10^{-3}). На Рис. 2.6 показана полученная зависимость эффективности идентификации каонов, а также вероятность ошибочной идентификации пионов от импульса частицы при условии $\text{PID}(K/\pi) > 0.6$.

Для идентификации электронов и мюонов, информация от описанных выше систем детектора носит лишь вспомогательный характер. В качестве основной системы для идентификации электронов служит электромагнитный калориметр, более подробно описание которого приведено в следующем разделе. Электрон создает в калориметре электромагнитный ливень и теряет основную часть своей энергии, в то время как мюоны и адроны теряют энергию за счет ионизационных потерь или за счет ядерного взаимодействия (адроны). Анализ формы кластера энерговыделения в калориметре и доли энергии, потерянной в нем частицей, а также привлекая информацию от других систем детектора, позволяет достичь эффективности идентификации 92% при вероятности ошибочной идентификации менее 1%, как показано на Рисунке 2.7.

Для идентификации мюонов в детекторе Belle предусмотрена специализированная система KLM [84]. KLM состоит из слоев плоских искровых счетчиков (RPC-камер), чередующихся со слоями железа толщиной 4.7 см, служащих также экраном (ярмом) магнитного поля детектора. Всего в детекторе находится 28 слоев RPC – по два в каждом из 14 зазорах между обкладками магнита. Эффективная идентификация мюонов начинается с импульсов, превышающих 700 МэВ/с. Эффективность идентификации электронов и мюонов, а также вероятность ошибочной идентификации в зависимости от импульса трека показана на Рисунке 2.7.

Помимо мюонов, KLM также позволяет реконструировать направление импульса долгоживущих нейтральных K_L^0 -мезонов. Полная толщина железа

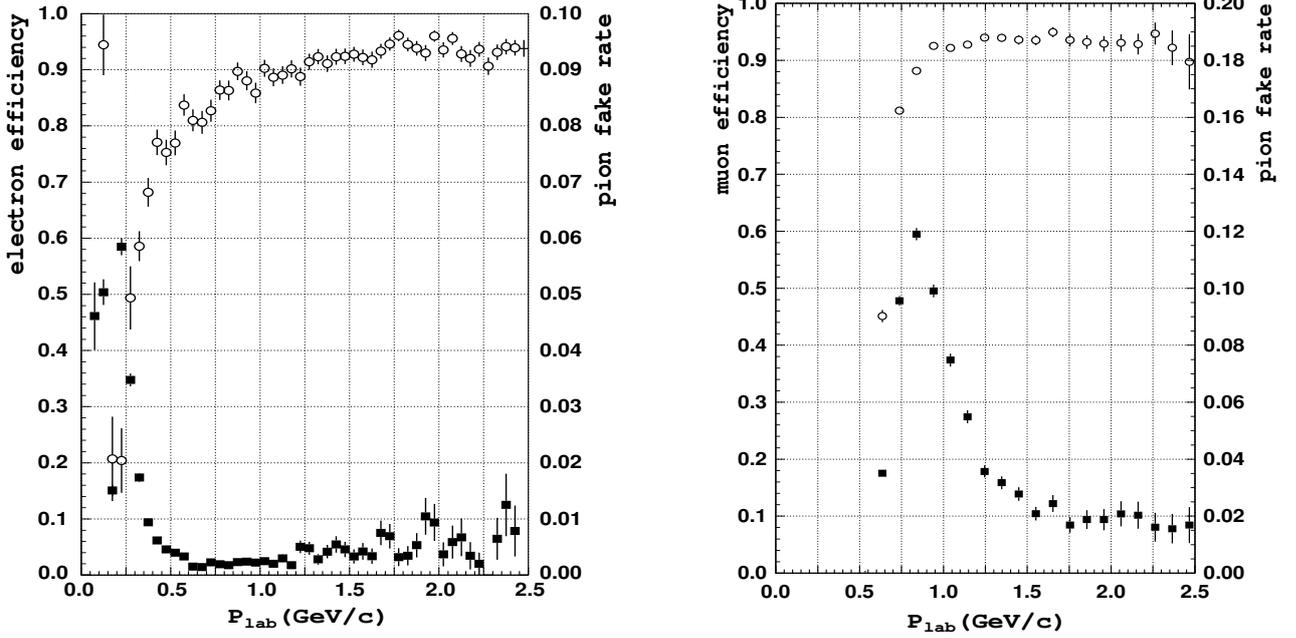


Рисунок 2.7 — Эффективность идентификации электронов (слева) и мюонов (справа) в зависимости от импульса частицы. Окружностями показана эффективность, сплошными квадратами – вероятность ошибочной идентификации.

ярма 65.8 см, что составляет 4.7 ядерной длины для нормально падающей частицы. Нейтральные K -мезоны, пройдя внутренние системы детектора, с высокой вероятностью испытывают ядерное взаимодействие с веществом KLM и регистрируются искровыми камерами. Кластеры, восстановленные в KLM и не связанные с продолжением треков из трековой системы, рассматриваются как K_L^0 -мезоны. Точность восстановления направления импульса K_L^0 -мезона составляет величину около 17° .

2.2.3 Электромагнитный калориметр

Основной задачей электромагнитного калориметра является регистрация фотонов в широком диапазоне энергий с высокой эффективностью, энергетическим и пространственным разрешением. Для достижения этих целей электромагнитный калориметр детектора Belle [85, 86] был изготовлен из модулей на основе кристаллов CsI(Tl). Форма и размер модулей слегка варьи-

руются в зависимости от положения и в среднем имеют сечение 6 см × 6 см и длину 30 см, что для CsI соответствует 16.1 радиационных длин.

Энергетическое разрешение калориметра определяется многими факторами, каждый из которых по своему зависит от энергии начальной частицы. В диапазоне энергий эксперимента Belle энергетическая зависимость σ_E/E может быть представлена в виде квадратичной суммы нескольких слагаемых:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.81\%}{E^{1/4}} + \frac{0.066\%}{E} + 1.34\%,$$

где E – энергия фотона в единицах ГэВ.

Первое слагаемое в этом выражении определяется флуктуациями продольных утечек ливня и зависит от размеров калориметра. Второе слагаемое, существенное при малых энергиях, описывает вклад в энергетическое разрешение различных шумов, в первую очередь шумов электроники. Вклад шумов электроники зависит от числа счетчиков, объединяемых в один кластер, и степени коррелированности шумов. Для счетчиков калориметра Belle энергетический эквивалент некогерентных шумов составляет 200 кэВ на счетчик, а вклад когерентных шумов не превышает 10 кэВ на счётчик. Другой вклад в это слагаемое возникает при большой фоновой загрузке за счет наложения сигнального и фоновых импульсов. Эффект наложения зависит от интенсивности и спектра фоновых сигналов и может играть определяющую роль в разрешении при низких энергиях. Наконец, третье слагаемое возникает из-за целого ряда факторов, таких как погрешность в калибровке счётчиков, временная нестабильность электроники, неоднородность коэффициента светосбора вдоль кристаллов калориметра.

Пространственное разрешение в основном определяется флуктуациями поперечных утечек ливня и может быть параметризовано следующей зависимостью: $\sigma_{\text{pos}} = (0.5 \text{ см})/\sqrt{E}$, где энергия выражена в ГэВ.

2.2.4 Триггер и система сбора данных

Основной задачей триггера и системы сбора данных (DAQ) является оперативная классификация события, принятие решения о необходимости его сохранения, считывание информации от всех подсистем детектора и ее запись на диск.

В Таблице 4 приведены сечения и числа событий в секунду для основных физических процессов, проходящих через условия триггера при проектной светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Как видно из таблицы, электродинамические процессы упругого e^+e^- рассеяния и двухфотонной аннигиляции имеют сечение, примерно на порядок превосходящее суммарное сечение процессов e^+e^- аннигиляции в $B\bar{B}$, $\tau^+\tau^-$ или многоадронное конечное состояние, изучение которых является основной целью эксперимента Belle.

Помимо этих процессов существенная, а порой и определяющая, нагрузка детектора вызвана фоновыми процессами взаимодействия частиц пучка с остаточным газом вакуумной камеры, потери частиц и т. д. Ускорительные фоны очень чувствительны к настройкам параметров коллайдера и могут существенно меняться в процессе набора данных. Получить надежную оценку величины этих фонов сложно, поэтому триггер детектора должен быть достаточно устойчив к их вариации.

Для уменьшения нагрузки на DAQ, классификация событий должна производиться на уровне простого и быстрого анализа сигналов электроники без восстановления события целиком. Для выделения интересных физических процессов и эффективного подавления фоновых срабатываний в режиме реального времени, детектор Belle оснащен многоуровневым триггером. Триггером нижнего уровня являются комбинации сигналов отдельных подсистем

Таблица 4 — Полное сечение и скорость счета триггера для основных физических процессов e^+e^- столкновений при энергии $\Upsilon(4S)$, приведенные для светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Значения, помеченные индексом (*), приведены с учетом масштабного фактора 1/100 (то есть на диск записывается только каждое сотое событие данного типа), применяемого для данного типа событий на уровне триггера.

Процесс	Сечение (нб)	Скорость счета в DAQ (Гц)
$\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.1	11
$e^+e^- \rightarrow$ адроны	2.8	28
$\mu^+\mu^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	1.6	16
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\theta > 17^\circ)$	44	4.4 ^(*)
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\theta > 17^\circ)$	2.4	0.24 ^(*)
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-(\theta > 17^\circ)$	$\simeq 15$	$\simeq 35$

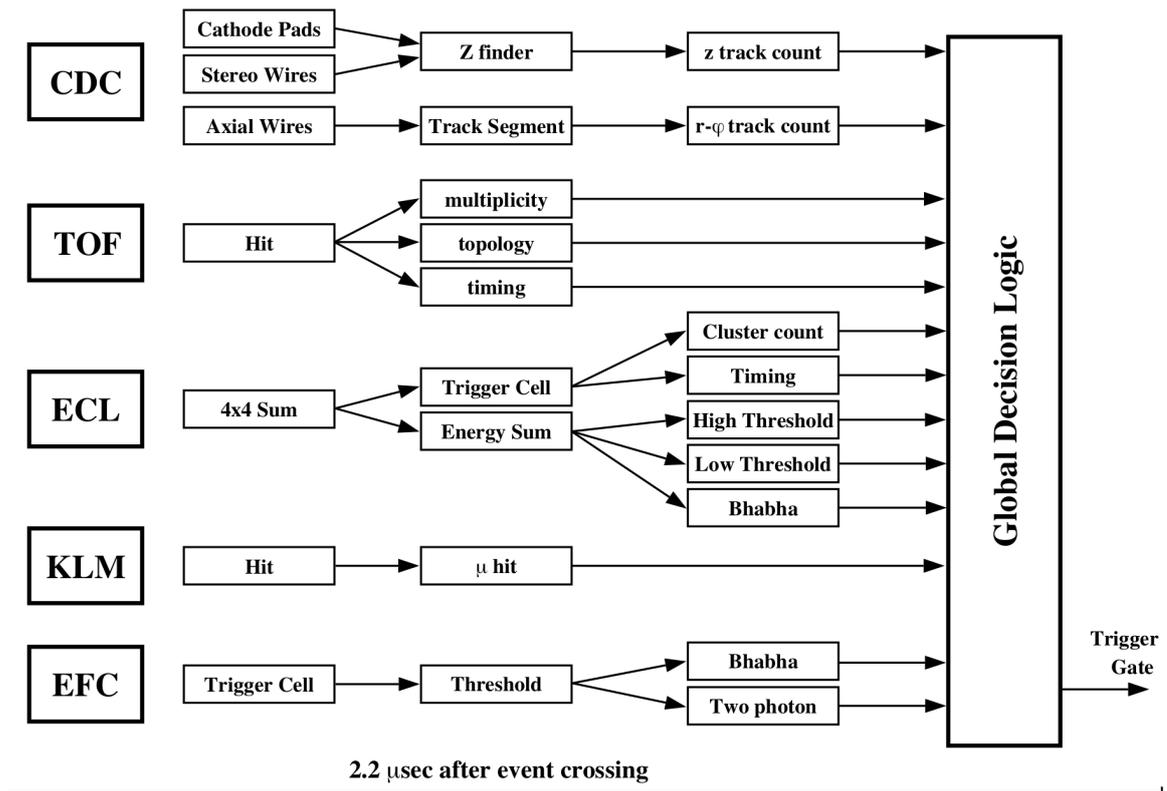


Рисунок 2.8 — Схема триггера первого уровня детектора Belle.

детектора Belle, анализ которых происходит в модуле глобальной логики принятия решения (GDL), как показано на Рисунке 2.8. Триггерные сигналы подсистем разделены на трековый и энергетический каналы, которые включены по принципу логического «ИЛИ». В GDL на электронном уровне происходит классификация события и принимается решение о дальнейших действиях. В частности, если событие определено как $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ или $\gamma\gamma$, то запись на диск происходит лишь в одном случае из ста (см. Таблицу 4). Такая схема позволяет существенно уменьшить загрузку DAQ, сохраняя высокую эффективность для многоадронных событий. Кроме того, для контроля эффективности триггера и для более реалистичного моделирования отклика детектора (см. раздел 2.2.5), с частотой примерно 1 Гц производится запись событий по случайному триггеру, независимо от основного триггерного потока.

Для того чтобы обеспечить считывание данных подсистем детектора с частотой до 500 Гц и мертвым временем, не превышающем 10%, разработана параллельная система сбора данных. При такой схеме информация каждой

подсистемы детектора считывается отдельным потоком DAQ и поступает в модуль построения события, где эта информация комбинируется в единую структуру.

После начальной стадии оцифровки считанное событие упрощенно реконструируется в многопроцессорной компьютерной системе, которая составляет следующий уровень триггера детектора. На этом этапе удается сократить поток событий вдвое при высокой (более 99%) эффективности к многоадронным событиям. События, удовлетворяющие условиям триггера, передаются по оптическому каналу в компьютерный центр КЕК, где записываются на магнитную ленту.

Последний уровень триггера используется при «offline» обработке данных и служит для более детальной классификации событий для экономии процессорного времени при физическом анализе.

2.2.5 Моделирование детектора

Важную роль в современных экспериментах по физике высоких энергий играет компьютерное моделирование на основе метода Монте Карло (Monte Carlo – MC) [87]. Полная процедура моделирования состоит из трех основных частей: генерация физического события, моделирование взаимодействия частиц сгенерированного события с элементами детектора и последующего отклика подсистем детектора, и, наконец, применение стандартной процедуры реконструкции события. Такое моделирование позволяет разработать оптимальные условия отбора событий изучаемого процесса и определить их эффективность, а также идентифицировать основные фоновые процессы.

Для генерации физических процессов в эксперименте Belle применялись следующие пакеты программ: Jetset [88] и PYTHIA [89] для моделирования процессов континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, где $q\bar{q}$ – пара легких кварков $q = u, d, s, c$; генераторы QQ98 [90] и EvtGen [91] для моделирования распадов образовавшихся короткоживущих адронов. Эти пакеты используют всю доступную информацию о свойствах и распадах D - и B -мезонов и других частиц. Распады в конечные состояния, еще не измеренные в настоящий момент, моделируются на основе теоретических расчетов. Для учета параметров

эксперимента, меняющихся в процессе набора данных, например – разброс координат взаимодействия начальных частиц, используется информация о параметрах пучков КЕКВ, полученная непосредственно из эксперимента.

Взаимодействие долгоживущих частиц с веществом детектора моделируется на основе широко используемого в физике высоких энергий пакета программ GEANT [92], в котором детально описаны все элементы детектора и их реакция на это взаимодействие, вплоть до моделирования процесса оцифровки сигналов электроникой. Кроме того, к смоделированному таким образом событию добавляются шумовые сигналы, записанные в эксперименте с использованием случайного триггера. В результате, данные отклика чувствительных элементов детектора на MC сгенерированное событие представлены в том же формате, что и экспериментальные данные.

Процедура моделирования настраивается на основе сравнения получаемых распределений с экспериментальными данными для хорошо изученных процессов (электродинамические процессы, распады, вероятность которых была точно измерена ранее, и т.д.), используя их как эталонные для проверки как самих программ моделирования, так и алгоритмов реконструкции. При достижении приемлемого согласия между экспериментальными данными и моделированием, процедура MC может быть применена для определения эффективности и других параметров для исследуемого процесса. Например, большой массив $B\bar{B}$ событий («generic $B\bar{B}$ »), где оба B -мезона могут распадаться во все известные конечные состояния с соответствующими вероятностями, используется для оценок величины возможного фона при поиске и изучении редких распадов B -мезонов.

Реалистичное описание детектора исключительно важно для любого физического анализа в эксперименте. Поэтому значительные усилия были потрачены как для создания пакета программ моделирования, так и для проверки степени согласия результатов MC с реальными характеристиками подсистем детектора.

Глава 3. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi\pi$

В 2006 году в эксперименте Belle было проведено тестовое сканирование по энергии в области $\Upsilon(5S) - \Upsilon(6S)$ резонансов. В шести точках была набрана светимость примерно по одному обратному фемтобарну в каждой. Анализ этих данных показал ряд неожиданных результатов. Так, измеренное сечение процессов вида $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$) [73] оказалось аномально большим. В предположении, что переход в конечное состояние $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ происходит исключительно посредством промежуточного рождения $\Upsilon(5S)$, измеренная ширина распада оказалась равной $\Gamma[\Upsilon(10860) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-] \sim 0.5$ МэВ, что почти на два порядка превышает типичную ширину двухпионного перехода между $\Upsilon(nS)$ состояниями с $n \leq 4$. Более того, анализ большего объема данных, полученных вблизи максимума $\Upsilon(5S)$ резонанса (10.866 ГэВ), показал, что вероятность процесса $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1,2$) [74] того же порядка, что и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Это оказалось тем более неожиданно, поскольку для рождения псевдовекторного состояния $h_b(mP)$ необходим переворот спина одного из тяжелых кварков исходного $b\bar{b}$ состояния, имеющего квантовые числа $J^{PC} = 1^{--}$. Ожидалось, что этот процесс будет иметь существенное подавление порядка $\Lambda_{\text{QCD}}/m_b \sim 0.10$ в амплитуде.

Приведенные выше результаты послужили основанием для проведения более детального исследования динамики трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ с использованием данных, полученных в эксперименте Belle при энергии в системе центра масс вблизи $\Upsilon(5S)$ резонанса. При энергии в системе центра масс 10.866 ГэВ было дополнительно набрано сначала около 20 фб⁻¹, а затем еще около 100 фб⁻¹. Таким образом, полный интеграл светимости при энергии $\Upsilon(5S)$ резонанса составил 121.4 фб⁻¹.

3.1 Обнаружение резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$

При анализе распределений по инвариантной массе двухчастичных комбинаций конечных частиц в процессах $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow$

$h_b(mP)\pi^+\pi^-$ [93], в комбинациях $\Upsilon(nS)\pi^\pm$ и $h_b(mP)\pi^\pm$ были обнаружены два заряженных резонанса (см. Рис. 3.1), обозначенных впоследствии как $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$. При этом для конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ также наблюдается существенный нерезонансный вклад в трехчастичную амплитуду, в то время как для конечных состояний вида $h_b(mP)\pi^+\pi^-$ величина этого вклада согласуется с нулем. Массы и ширины Z_b^\pm резонансов были измерены из анализа одномерных распределений по инвариантной массе $h_b(mP)\pi^\pm$ и двумерного амплитудного анализа системы $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ [93].

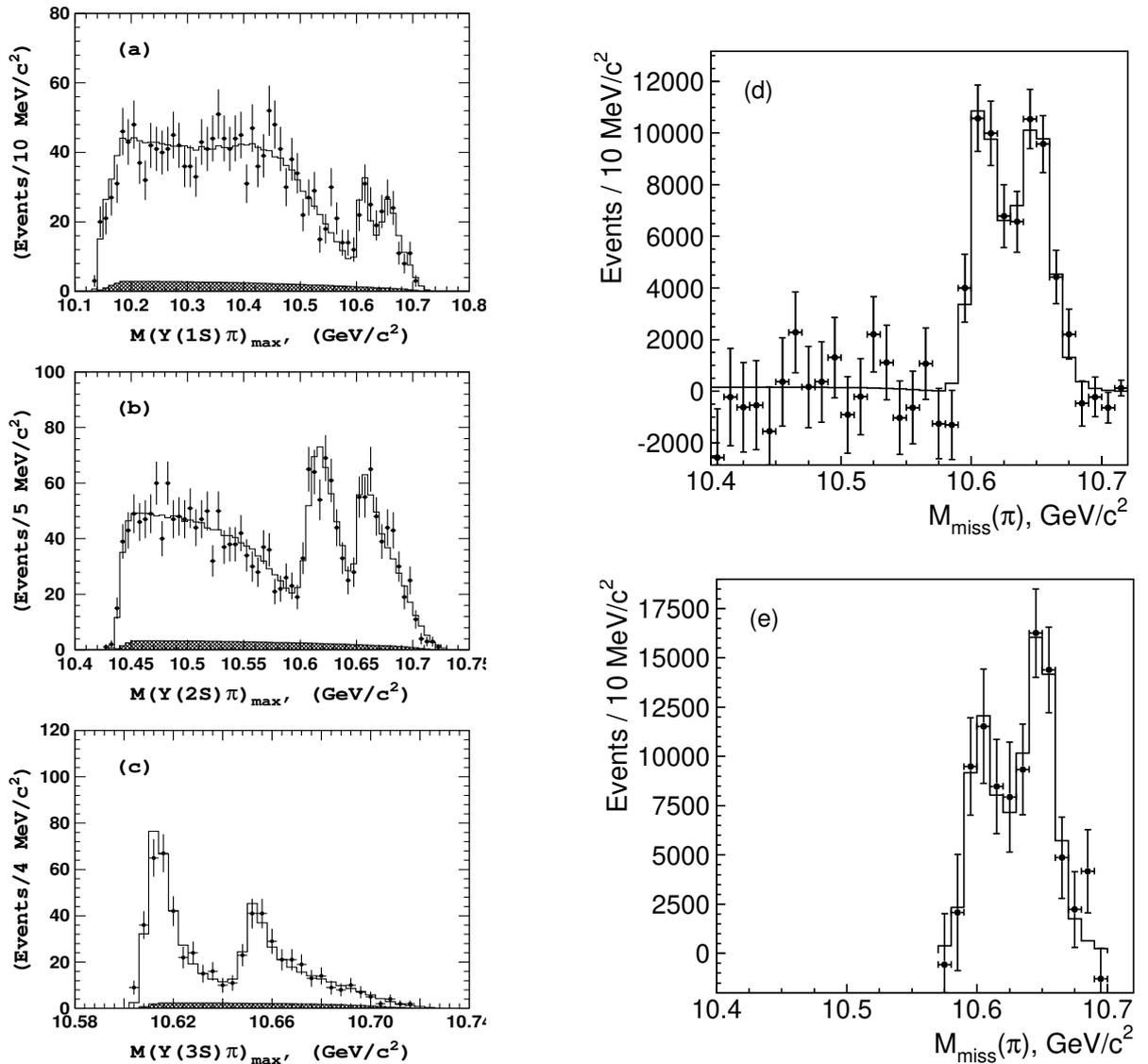


Рисунок 3.1 — Распределение по инвариантной массе $\Upsilon(nS)\pi$ системы из процессов а) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, б) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и в) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$, а также $h_b(mP)\pi$ системы из процессов д) $e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$ и е) $e^+e^- \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-$. Во всех распределениях хорошо видны два пика, соответствующие состояниям $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

Однако такой упрощенный анализ не позволяет определить квантовые числа состояний $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$. Стоит отметить, однако, что в предположении, что во всех перечисленных процессах наблюдается одна и та же пара состояний Z_b , можно исключить комбинации спина и четности равные $J^P = 0^+$ (из самого факта наблюдения распадов $Z_b \rightarrow \Upsilon(nS)\pi$) и $J^P = 0^-$ (из наблюдения распадов $Z_b \rightarrow h_b(mP)\pi$).

Ниже приводятся результаты полного амплитудного анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^- \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$, проведенного в шестимерном фазовом пространстве.

3.2 Статистические методы исследования

В процессе, когда конечное состояние состоит из более чем двух частиц, кроме измерения его полной вероятности, важной задачей является изучение динамики перехода начального состояния в конечное. К сожалению, на текущий момент не существует общепринятого метода описания амплитуды трехчастичных распадов. Несмотря на то, что такой подход имеет ограничения – амплитуда, записанная в таком виде, не является ни аналитической, ни унитарной, а также не учитывается взаимодействие в конечном состоянии – он часто применяется в физике высоких энергий. Такое приближение позволяет описать основные особенности распределений, выделить доминирующие вклады и определить их параметры: массы, ширины, относительные амплитуды и фазы. Если набор возможных вкладов в полную амплитуду определен, задача исследования динамики сводится к определению параметров этих вкладов, таких как относительные амплитуды и фазы, а в случае обнаружения нового резонанса, его массы, ширины и квантовых чисел.

Часто для определения и изучения различных вкладов и измерения их параметров бывает достаточно провести анализ одномерных распределений, что эквивалентно интегрированию по остальным переменным. Такой подход существенно упрощает техническую часть исследований, однако часть информации теряется при интегрировании.

В более общем случае, когда мы хотим извлечь максимум информации из ограниченного набора данных, наиболее эффективным методом

анализа имеющейся информации является аппроксимация многомерного распределения, размерность которого определяется количеством независимых переменных q_i , от которых зависит амплитуда изучаемого процесса. В этом случае существуют два подхода – аппроксимация сгруппированных (бинированных) и негруппированных (небинированных) данных. В первом подходе строится (в общем случае многомерная) гистограмма распределения по вектору параметров \vec{q} и оптимальные значения вектора параметров $\vec{\theta}$ определяются из минимизации величины (метод наименьших квадратов)

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_i - N_{\text{tot}} F(\vec{q}_i, \vec{\theta}))^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.1)$$

где суммирование проводится по всем группам (индекс i может быть многомерным, тогда $i = i_1 \dots i_k$), N_i и σ_i^2 – число событий, попавших в i -ую группу, и его дисперсия соответственно, $F(\vec{q}, \vec{\theta})$ – функция плотности вероятности, характеризующая распределение событий по фазовому пространству и зависящая от вектора параметров $\vec{\theta}$, $N_{\text{tot}} = \sum_i N_i$ – полное число экспериментальных событий. Основное преимущество этого подхода состоит в том, что значение величины χ^2 , полученное из минимизации, одновременно является количественной характеристикой «качества» аппроксимации, то есть критерием согласия между выбранной моделью и экспериментальными данными. Такой подход применим в случае, когда числа событий N_i в каждой или в большинстве групп большие (условно > 9), и обычно используется при анализе одномерных или двумерных распределений. В нашей работе этот подход используется при изучении процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^*\pi$, результаты которого описаны в Главе 4.

Однако при увеличении размерности вектора переменных \vec{q} объем данных, необходимый для выполнения условия $N_i > 9$, быстро растет, что часто является основным ограничивающим фактором. Так, например, для анализа 6-мерного фазового пространства процессов при делении диапазона по каждой степени свободы хотя бы на десять групп потребовалось бы порядка 10^7 событий. Во втором подходе анализируется информация от каждого отдельного события и производится минимизация функции правдоподобия:

$$\mathcal{L} = - \sum_j \ln F(\vec{q}_j, \vec{\theta}) \rightarrow \min, \quad (3.2)$$

где суммирование ведется по всем событиям, прошедшим условия отбора.

В реальном физическом эксперименте задача определения вектора параметров $\vec{\theta}$ дополнительно усложняется еще и тем, что отобранный набор событий наряду с сигналом также содержит и фоновые события. Как правило, распределение фоновых событий определяется либо из моделирования, либо непосредственно из данных, используя кинематические области, не содержащие сигнальных событий. Кроме того, сигнальная функция плотности вероятности $S(\vec{q}, \vec{\theta})$ является сверткой функции отклика детектора $\epsilon(\vec{q}, \vec{q}_t)$ и квадрата матричного элемента

$$S(\vec{q}, \vec{\theta}) \sim \int \epsilon(\vec{q}, \vec{q}_t) |\mathcal{M}(\vec{q}_t, \vec{\theta})|^2 dq_t. \quad (3.3)$$

Функция отклика детектора показывает вероятность зарегистрировать событие, описывающееся истинными переменными \vec{q}_t , как событие с измеренными переменными \vec{q} . Как правило, $\epsilon(\vec{q}, \vec{q}_t)$ представляет собой пикообразную функцию с шириной, характеризующей точность измерения параметров \vec{q}_t детектором (разрешение детектора), и полным интегралом, равным эффективности регистрации события с параметрами \vec{q}_t

$$\epsilon(\vec{q}) = \int \epsilon(\vec{q}, \vec{q}_t) dq_t. \quad (3.4)$$

Заметим, что набор переменных \vec{q} не обязательно должен быть полным, т.е. полностью определять событие. В этом случае размерности векторов \vec{q} и \vec{q}_t могут быть различными. То есть по части переменных может быть проведено интегрирование, а по остальным переменным проводится анализ распределений.

В случае, когда изменением $|\mathcal{M}(\vec{q}_t, \vec{\theta})|^2$ на масштабе разрешения детектора можно пренебречь, свертка в выражении 3.3 может быть заменена произведением

$$S(\vec{q}, \vec{\theta}) = \epsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2, \quad (3.5)$$

и функция плотности вероятности может быть представлена в виде:

$$F(\vec{q}, \vec{\theta}) = \frac{N_s \epsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2 + n_b b(\vec{q})}{N_s \int \epsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2 dq + n_b}, \quad (3.6)$$

где N_s – число сигнальных событий, n_b – наблюдаемое число событий фона в области сигнала. Наблюдаемое распределение фоновых событий $b(\vec{q})$, как

правило, определяется с помощью моделирования или из анализа экспериментальных данных вне области сигнала; ожидаемое число n_b наблюдаемых фоновых событий в области сигнала может быть оценено из экстраполяции наблюдаемого числа фоновых событий вне области сигнала.

Эффективность реконструкции $\epsilon(\vec{q})$ часто является сложной функцией кинематических параметров и условий отбора событий сигнальных событий и подавления фоновых процессов. Как правило, эта функция определяется с помощью численного моделирования (см. раздел 2.2.5). Дополнительную систематическую неопределенность, которая возникает при параметризации функции $\epsilon(\vec{q})$, можно избежать, используя следующую методику. Плотность вероятности $F(\vec{q}, \vec{\theta})$ можно выразить через ожидаемое число реконструированных событий сигнала $n_s = N_s \epsilon_s = N_s \int \epsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2 d\vec{q}$ и функцию плотности фоновых событий $B(\vec{q}) = \frac{b(\vec{q})}{\epsilon(\vec{q})}$:

$$F(\vec{q}, \vec{\theta}) = \epsilon(\vec{q}) \frac{|\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2 n_s / \epsilon_s + n_b B(\vec{q})}{n_s + n_b}, \quad (3.7)$$

а интегральная эффективность ϵ_s определяется по событиям моделирования

$$\epsilon_s = \int \epsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2 d\vec{q} \simeq \frac{1}{N_{gen}} \sum_{MC} S(\vec{q}_i, \vec{\theta}), \quad (3.8)$$

где суммирование ведется по событиям моделирования, сгенерированным с равномерным распределением по фазовому пространству, прошедшим процедуру реконструкции в детекторе, а также удовлетворяющим всем условиям отбора, применяемым для выделения сигнальных событий в эксперименте; N_{gen} – полное число сгенерированных событий. Тогда функция правдоподобия 3.2 примет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & - \sum_j \ln \left(\frac{n_s}{n_s + n_b} \frac{|\mathcal{M}(\vec{q}_j, \vec{\theta})|^2}{\sum_{MC} |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2} + \frac{n_b}{n_s + n_b} \frac{B(\vec{q}_j)}{\sum_{MC} B(\vec{q})} \right) \\ & - \sum_j \ln \epsilon(\vec{q}_j) + \frac{(n_s + n_b - n_{tot})^2}{2(n_{tot} + \sigma_b^2)}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где n_{tot} – полное число реконструированных событий в сигнальной области. Второе слагаемое в этом выражении не зависит от параметров θ и может быть опущено при минимизации. Третье слагаемое иногда добавляется для автоматического учета влияния флуктуаций чисел событий сигнала и фона

на определяемые параметры. Аналогичный подход был применен нами в работе [94] при исследовании трехчастичных распадов B -мезонов. В настоящем анализе это слагаемое не добавлялось, а соответствующая неопределенность учитывалась методом псевдо-экспериментов, описанном ниже.

Матричный элемент $\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})$, как правило, представляет собой когерентную сумму вкладов нескольких амплитуд $\mathcal{A}_k(\vec{q}, \vec{\theta})$, описывающих различные промежуточные резонансы

$$\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta}) = \sum_{k=1}^K a_k e^{i\phi_k} \mathcal{A}_k(\vec{q}, \vec{\theta}), \quad (3.10)$$

где амплитуды a_k и фазы ϕ_k являются, как правило, неизвестными параметрами. При этом независимыми являются лишь $K - 1$ амплитуд и фаз. Одна из амплитуд, обычно соответствующая доминирующему вкладу, полагается равной единице, а соответствующая ей фаза равной нулю. Тогда все остальные вклады определяются относительно этой референсной величины. Стоит отметить, что при таком определении, статистическая неопределенность, присущая каждому вкладу, будет определяться не только неопределенностью соответствующей амплитуды, найденной в результате минимизации, но и, вообще говоря, неопределенностями всех остальных параметров минимизации. Для корректного определения статистической неопределенности параметров модели в этом случае используется методика псевдо-экспериментов, более подробно описанная ниже.

Относительные вклады отдельных состояний обычно характеризуются величиной

$$f_k = \frac{a_k^2 \int |\mathcal{A}_k(\vec{q})|^2 d\vec{q}}{\int |\mathcal{M}(\vec{q})|^2 d\vec{q}}, \quad (3.11)$$

где интегрирование производится по всему доступному фазовому пространству. Важно отметить, что для так определенных величин f_k условие $\sum_k f_k = 1$, вообще говоря, не выполняется из-за наличия интерференции между амплитудами \mathcal{A}_k

Процедура минимизации производится с использованием стандартного программного пакета MINUIT [95] библиотеки CERNLIB, который позволяет не только определять оптимальные значения параметров $\vec{\theta}$, но и ковариационную матрицу $D_{ij}^{\theta} = \sigma_i \sigma_j \rho_{ij}$, где ρ_{ij} — коэффициент корреляции параметров θ_i и θ_j , а σ_i — точность определения (стандартного отклонения) параметра θ_i .

Функция правдоподобия часто является сложной нелинейной функцией, которая наряду с глобальным минимумом может иметь несколько локальных минимумов. При проведении минимизации важно убедиться, что найденный минимум является глобальным. Для этого минимизация повторяется многократно с различными начальными значениями параметров. В случае нахождения нескольких минимумов требуется проанализировать значения функции правдоподобия в этих минимумах, и если разница функций правдоподобия в минимумах статистически неразличима, все минимумы необходимо рассматривать в качестве возможного решения.

Статистическая погрешность некоторой величины A (например относительного вклада f_k), определяемой как функция от параметров $\vec{\theta}$, обычно вычисляется с помощью так называемой формулы «переноса ошибок»

$$\sigma_A = \sqrt{\sum_{ij} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta_i \partial \theta_j} D_{ij}^\theta}, \quad (3.12)$$

которая, однако, применима лишь в приближении относительной малости величин $\sigma_{ii}^\theta = \sqrt{D_{ii}^\theta}$ (то есть при достаточной точности линейного разложения в ряд Тейлора), что далеко не всегда так.

Другим способом оценки статистической неопределенности параметров является проведение специального моделирования – так называемый метод псевдо-экспериментов. Для этого генерируется большое количество наборов данных (псевдо-экспериментов) с количествами сигнальных и фоновых событий, эквивалентными экспериментальным с учетом статистических флуктуаций. Распределение сигнальных событий при этом моделируется согласно исследуемой модели процесса, а для событий фона – согласно параметризации, определенной из экспериментальных данных. Для каждого такого набора проводится стандартная процедура минимизации и определяются оптимальные значения параметров. Затем строятся распределения по полученным наборам параметров и оценивается дисперсия распределения для каждого параметра. Такой способ позволяет учесть отличие распределения полученных параметров от нормального. Кроме того, он позволяет определить наличие систематических сдвигов средних значений параметров, которые могут возникать из-за неточности определения эффективности (ввиду конечного набора данных моделирования, используемого для их определения) и нелинейности функции правдоподобия.

Основным недостатком метода максимального правдоподобия является сложность оценки «качества» аппроксимации экспериментальных данных построенной моделью, основываясь только на результатах минимизации. Метод позволяет лишь определить оптимальные значения параметров в рамках заданной модели, но не дает возможности количественно охарактеризовать степень согласия самой модели с экспериментальными данными. Для определения уровня значимости, достигнутого при минимизации, необходимы дополнительные исследования. В нашей работе использовались два подхода.

- 1) Псевдо- χ^2 . В этом подходе производится группировка экспериментальных данных (если при анализе использовался негруппированный вариант метода максимального правдоподобия) и, используя модель с параметрами, определенными из минимизации функции правдоподобия, вычисляется значение псевдо- χ^2 . Однако ввиду того, что параметры функции плотности вероятности определены не из метода χ^2 , а из минимизации функции правдоподобия, распределение так построенной величины уже не будет подчиняться закону χ^2 . Тем не менее, можно показать [96], что функция распределения этой величины ограничена сверху функцией распределения χ^2 с n степенями свободы и ограничена снизу функцией распределения χ^2 с $n - k$ степенями свободы, где n – число групп, k – число параметров, определяемых из минимизации функции правдоподобия. Таким образом, вычисленное значение псевдо- χ^2 всё ещё может быть использовано для оценки реально достигнутого уровня значимости.
- 2) Критерий Уилкоксона-Манна-Уитни [97]. Данный критерий является ранговым непараметрическим критерием и при некоторых достаточно общих допущениях позволяет исследовать вопрос однородности двух выборок. В качестве одной из выборок часто используются экспериментальные данные, а в качестве второй берутся события моделирования, полученные с помощью исследуемой модели. По вариационному ряду объединенной выборки определяются суммарные ранги обеих выборок и вычисляется центрированная и нормированная статистика, которая слабо (по распределению) сходится к стандартному нормальному распределению. Причем сходимость достаточно быстрая – нормальное распределение можно предполагать уже при объеме каждой из выборок не менее 9.

Эти и некоторые другие подходы к оценке степени согласия между экспериментальными данными и результатами аппроксимации методом максимального правдоподобия описаны в работе [97].

3.3 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$

Для данного исследования использовался интеграл светимости 121.4 фб^{-1} , набранный детектором Belle при энергии рождения $\Upsilon(5S)$ резонанса (10.866 ГэВ в системе центра масс). Результаты, приведенные в этом разделе, опубликованы в работе [98].

Для выделения сигнальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ требовалось выполнение следующих условий:

- в событии восстановлено ровно четыре трека с прицельными параметрами $dr < 0.2 \text{ см}$ $|dz| < 2.5 \text{ см}$ и полным зарядом равным нулю;
- два трека с противоположными зарядами идентифицированы как мюоны, $\mu\text{ID}() > 0.1$, и имеют инвариантную массу в диапазоне $9.0 \text{ ГэВ}/c^2 < M(\mu^+\mu^-) < 11.0 \text{ ГэВ}/c^2$;
- оставшиеся два трека не являются электронами, $e\text{ID}() < 0.95$.

Последнее условие позволяет существенно подавить фон от радиационного процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ с последующей конверсией фотона в пару e^+e^- на внутренних структурах детектора Belle (вакуумная камера, элементы SVD и поддерживающей конструкции). При малых импульсах велика вероятность ошибочной идентификации пары e^+e^- как пары пионов. Для отобранных таким образом событий вычисляется инвариантная масса $\mu^+\mu^-$ пары и масса отдачи к $\pi^+\pi^-$ системе

$$M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) = \sqrt{(E_{\text{с.м.}} - E_{\pi\pi}^*)^2 - p_{\pi\pi}^{*2}}, \quad (3.13)$$

где $E_{\text{с.м.}}$ – известная полная энергия e^+e^- пучков, а $E_{\pi\pi}^*$ и $p_{\pi\pi}^*$ – измеренные значения энергии и импульса $\pi^+\pi^-$ системы. Все эти величины пересчитаны в систему центра масс. Двумерное распределение $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) - M(\mu^+\mu^-)$ для событий, прошедших условия отбора, показано на Рис. 3.2. События изучаемого процесса лежат внутри диагональной области, показанной на Рис. 3.2 и определяемой условием $|M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) - M(\mu^+\mu^-)| < 0.2 \text{ GeV}/c^2$. Три группы событий внутри диагональной области соответствуют процессам

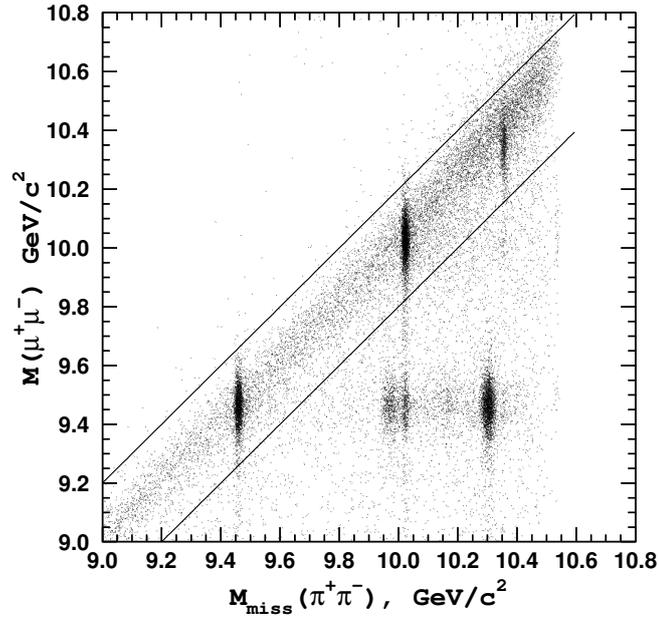


Рисунок 3.2 — Распределение экспериментальных событий $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ на плоскости $M(\mu^+\mu^-) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$.

$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1, 2, 3$. Из рисунка хорошо видно, что разрешение по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) - M(\mu^+\mu^-)$ (около 6 МэВ) существенно лучше, чем по $M(\mu^+\mu^-)$ (около 50 МэВ). В первом случае, в виду малости импульсов π^\pm -мезонов, разрешение определяется разбросом энергии пучков, а во втором – разрешением по измеренному импульсу высокоэнергичных мюонов. Структуры, видимые на Рис. 3.2 ниже сигнальной области, соответствуют процессам вида $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S, 3S)X$ (где $X = \gamma, \pi^+\pi^-, \eta$, и т. д.) с последующим двухпионным переходом $\Upsilon(2S, 3S)$ резонансов в основное состояние $\Upsilon(1S)$ с излучением пары $\pi^+\pi^-$. Проекция на ось $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для событий из сигнальной области показана на Рис. 3.3, где дополнительно потребовано выполнение условия на значение инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ системы, как указано в Таблице 5.

Для определения числа сигнальных событий в каждом из пиков, видимых на Рис. 3.3, производится аппроксимация бинированного спектра методом максимального правдоподобия некогерентной суммой сигнала и комбинаторного фона. Для параметризации формы сигнала используется эмпирическая функция Crystal Ball [99]

$$f(x) \sim \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right), & x > -\alpha \\ A\left(B - \frac{x-a}{\sigma}\right)^n, & x \leq -\alpha, \end{cases} \quad (3.14)$$

где $A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right)$ и $B = n/|\alpha| - |\alpha|$, позволяющая учесть асимметрию в форме сигнала, возникающую из-за излучения низкоэнергетичных фотонов в начальном состоянии. Параметры a, n, α и σ определялись непосредственно из аппроксимации экспериментальных данных. Распределение фоновых событий параметризуется линейной функцией. Результаты аппроксимации показаны на Рис. 3.3, численные значения приведены в Таблице 5 в части для полного диапазона по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$.

Для последующего амплитудного анализа отбираются события в области масс соответствующего $\Upsilon(nS)$ резонанса. Границы сигнальной области для каждого резонанса показаны вертикальными линиями на Рис. 3.3 и приведены в Таблице 5 в части для сигнальной области. После применения всех перечисленных условий отбора, полные количества событий, попавших в сигнальные области, равны 1905, 2312 и 635 для конечных состояний $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ соответственно. Доля сигнальных событий f_{sig} в каждом наборе определялась из результатов аппроксимации распределения по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ (см. Рис. 3.3) в полном диапазоне и приведена в Таблице 5. Для отобранных событий проводится процедура кинематической реконструкции, при которой накладываются требования на полную инвариантную массу $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ системы (должна быть равна полной энергии в системе центра масс), а также на инвариантную массу $\mu^+\mu^-$ пары (равна соответствующему табличному значению массы резонанса $\Upsilon(nS)$,

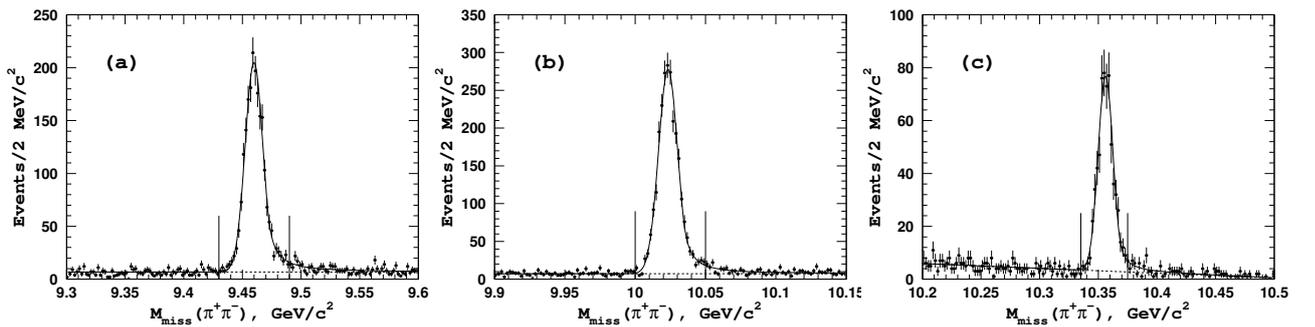


Рисунок 3.3 — Распределения по массе отдачи к $\pi^+\pi^-$ системе для событий $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ из сигнальной области: (a) — $\Upsilon(1S)$; (b) — $\Upsilon(2S)$; (c) — $\Upsilon(3S)$. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошной линией показаны результаты аппроксимации, пунктирной линией показан уровень комбинаторного фона. Вертикальными линиями обозначены границы диапазонов для отбора событий для амплитудного анализа.

Таблица 5 — Результаты анализа распределений по массе отдачи к паре пионов, $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Приведена только статистическая неопределенность центральных значений параметров, полученных из аппроксимации.

Конечное состояние	$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$
Полный диапазон по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$			
$M(\pi^+\pi^-)$, ГэВ/ c^2	> 0.45	> 0.37	> 0.32
N_{signal}	2090 ± 115	2476 ± 97	628 ± 41
M , МэВ/ c^2	9459.9 ± 0.8	10023.4 ± 0.4	10356.2 ± 0.7
σ , МэВ/ c^2	8.34	7.48	6.85
Сигнальная область			
$M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$, ГэВ/ c^2	(9.430, 9.490)	(10.000, 10.050)	(10.335, 10.375)
Число событий	1905	2312	635
f_{sig}	0.937 ± 0.071	0.940 ± 0.060	0.918 ± 0.076
Область фона			
$M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$, ГэВ/ c^2	(9.38, 9.43)	(9.94, 9.99)	(10.30, 10.33)
	(9.49, 9.53)	(10.06, 10.11)	(10.38, 10.41)
Число событий	272	291	91

$n = 1, 2, 3$). Процедура кинематической реконструкции позволяет устранить влияние функции отклика детектора на границы фазового пространства системы, а так же существенно улучшить разрешение по инвариантной массе двухчастичных комбинаций $\Upsilon(nS)\pi^\pm$.

События вне сигнальной области, использовались для изучения распределения событий фона по фазовому пространству, как будет подробно описано в разделе 3.3.2. Границы этих областей, указаны в Таблице 5 в части для области фона.

3.3.1 Амплитуда перехода $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$

В этой работе мы представляем амплитуду процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ как когерентную сумму двухчастичных промежуточных амплитуд, а также возможного нерезонансного вклада.

Ниже приведена Лоренц-инвариантная форма записи амплитуды перехода $e^+e^- \rightarrow [\Upsilon(nS)\pi_2]\pi_1$, $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Полная амплитуда составлена из вкладов, каждый из которых соответствует квазидвухчастичному процессу с определенными квантовыми числами промежуточных резонансных состояний. В нижеприведенных выражениях использовались следующие обозначения: P_+ , P_- , K_1 , K_2 , P_1 и P_2 – четырех-импульсы начальных e^+ и e^- , а также конечных μ^+ , μ^- , π_1 и π_2 , соответственно, ε_5 и ε_n – векторы поляризации виртуального фотона и $\Upsilon(nS)$ ($n = 1,2,3$) резонансов. Кроме того, для сокращения записи используются обозначения $Q_0 = P_1 + P_2$, $Q_1 = Q_2 + P_2$, $Q_2 = K_1 + K_2$ и $P_0 = Q_1 + P_1$. Греческие индексы используются для обозначения компонент четырех-импульсов и пробегают целые значения от 0 до 3.

Амплитуда процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ с последующим распадом $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ может быть записана в виде

$$\mathcal{M}_{\Upsilon(nS)\pi\pi} = \mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-} \mathcal{M}_{\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-} = \varepsilon_5^\mu O_{\mu\nu} \varepsilon_n^{*\nu} \varepsilon_n^\alpha (\bar{u}_1 \gamma_\alpha u_2), \quad (3.15)$$

где u_k – мюонные спиноры, а величина $O_{\mu\nu}$ зависит от динамики перехода $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi_1\pi_2$. Явный вид $O_{\mu\nu}$ для некоторых случаев приведен ниже. Тогда, пренебрегая массой мюона, и используя выражение для матрицы плотности конечных состояний для мюонных спиноров $\sum_\lambda u(\lambda)\bar{u}(\lambda) = K^\nu \gamma_\nu \equiv \hat{K}$, квадрат амплитуды 3.15, просуммированный по всем поляризациям λ мюонов, есть

$$|\mathcal{M}_{\Upsilon(nS)\pi\pi}|^2 = \varepsilon_5^{\mu'} \varepsilon_5^\mu O_{\mu\nu} \varepsilon_n^{*\nu} \varepsilon_n^\alpha \text{Sp}(\hat{K}_1 \gamma_\alpha \hat{K}_2 \gamma_{\alpha'}) \varepsilon_n^{*\alpha'} \varepsilon_n^{\nu'} O_{\nu'\mu'}^*. \quad (3.16)$$

Суммируя по повторяющимся греческим индексам и по всем состояниям поляризации конечного $\Upsilon(nS)$ -мезона, получаем

$$R^{\nu\nu'} \equiv \varepsilon_n^{*\nu} \varepsilon_n^\alpha \text{Sp}(\hat{K}_1 \gamma_\alpha \hat{K}_2 \gamma_{\alpha'}) \varepsilon_n^{*\alpha'} \varepsilon_n^{\nu'} = 4(K_1^\nu K_2^{\nu'} + K_2^\nu K_1^{\nu'} - g^{\nu\nu'} (K_1 \cdot K_2)), \quad (3.17)$$

где $(K_1 \cdot K_2) = g_{\mu\nu} K_1^\mu K_2^\nu$, и мы воспользовались соотношением $\sum_\lambda \varepsilon_n^\nu(\lambda) \varepsilon_n^{*\alpha}(\lambda) = g^{\nu\alpha} - \frac{Q_2^\nu Q_2^\alpha}{Q_2^2}$ для матрицы плотности состояний массивного векторного мезона. Отсюда получаем

$$|\mathcal{M}_{\Upsilon(nS)\pi\pi}|^2 = \delta_\perp^{\mu\mu'} O_{\mu\nu} R^{\nu\nu'} O_{\nu'\mu'}^*, \quad (3.18)$$

где $\delta_\perp^{\mu\mu'}$, пренебрегая массой электрона, есть

$$\delta_\perp^{\mu\mu'} = \frac{(P_+^\mu P_-^{\mu'} + P_-^\mu P_+^{\mu'})}{(P_+ \cdot P_-)} - g^{\mu\mu'}. \quad (3.19)$$

То есть в системе центра масс с осью z , направленной вдоль электронного пучка, $\delta_{\perp}^{\mu\mu'} = 1$, если $\mu = \mu' = 1, 2$, и $\delta_{\perp}^{\mu\mu'} = 0$ в остальных случаях.

В дальнейшем рассмотрим два типа промежуточных квазидвухчастичных вкладов: а) $e^+e^- \rightarrow Z_b\pi_1$, $Z_b \rightarrow \Upsilon(nS)\pi_2$, где Z_b - некоторый резонанс в системе $\Upsilon(nS)\pi_2$, и б) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)(\pi_1\pi_2)_{S,D}$, где $(\pi_1\pi_2)_{S,D}$ обозначает систему двух пионов в S - или D -волне соответственно (т.е. скалярный или тензорный резонанс). Для резонанса Z_b рассмотрим следующие комбинации спина и четности: $J_{Z_b}^P = 1^+, 1^-, 2^+$ и 2^- . Приведем явный вид величины $O_{\mu\nu}$ для всех перечисленных выше комбинаций:

1) $J_{Z_b}^P = 1^-$. В этом случае разрешено только состояние, когда пион π_2 находится в P -волне относительно резонанса Z_b . Таким образом получаем

$$\begin{aligned} O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} &= \varepsilon_{\alpha}^* \epsilon^{\mu\alpha\gamma\rho} P_{0\gamma} Q_{1\rho} \varepsilon_{\sigma} \epsilon^{\nu\sigma\delta\kappa} Q_{1\delta} Q_{2\kappa} \\ &= g^{\mu\nu} \left((P_0 \cdot Q_1)(Q_1 \cdot Q_2) - (P_0 \cdot Q_2)Q_1^2 \right) + Q_2^{\mu} P_0^{\nu} Q_1^2 - \\ &\quad Q_2^{\mu} Q_1^{\nu} (P_0 \cdot Q_1) + Q_1^{\mu} Q_1^{\nu} (P_0 \cdot Q_2) - Q_1^{\mu} P_0^{\nu} (Q_1 \cdot Q_2), \end{aligned} \quad (3.20)$$

где $\varepsilon_{\sigma\nu\alpha\beta}$ - антисимметричный тензор и мы воспользовались соотношением $\varepsilon_{\alpha}^* \varepsilon_{\sigma} = (g_{\alpha\sigma} - \frac{Q_{1\alpha} Q_{1\sigma}}{Q_1^2})$.

2) $J_{Z_b}^P = 1^+$. В этом случае (а также в случае $J_{Z_b}^P = 2^+$), пион π_2 может находиться в двух состояниях - в S - или D -волне относительно системы $Z_b\pi_1$. Вклад D -волны ожидается существенно подавленным по отношению к S -волне и в дальнейшем не учитывается. Тогда получаем выражение для $O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu}$

$$\begin{aligned} O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} &= (g^{\mu\alpha} + a_1 P_1^{\mu} P_1^{\alpha}) \varepsilon_{\alpha}^* \varepsilon_{\beta} (g^{\mu\beta} + a_2 P_2^{\beta} P_2^{\nu}) \\ &= g^{\mu\nu} + a_1 P_1^{\mu} P_1^{\nu} + a_2 P_2^{\mu} P_2^{\nu} - a_0 a_1 a_2 P_1^{\mu} P_2^{\nu} + \\ &\quad \frac{Q_1^{\mu} Q_1^{\nu}}{Q_1^2} (1 - a_1 (Q_1 \cdot P_1) + a_2 (Q_1 \cdot P_2)), \end{aligned} \quad (3.21)$$

где

$$\begin{aligned} a_0 &= (P_1 \cdot P_2) - \frac{(Q_1 \cdot P_1)(Q_1 \cdot P_2)}{Q_1^2}; \\ a_1 &= \frac{(P_0 \cdot Q_1) - \sqrt{P_0^2 Q_1^2}}{(Q_1 \cdot P_1)^2 - m_{\pi}^2 Q_1^2}; \\ a_2 &= \frac{(Q_1 \cdot Q_2) - \sqrt{Q_1^2 Q_2^2}}{(Q_2 \cdot P_2)^2 - m_{\pi}^2 Q_2^2}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

3) $J_{Z_b}^P = 2^-$. Аналогично предыдущему, в этом случае пион π_2 может быть либо в P -, либо в F -волне, однако F -волна существенно подавлена относительно P -волны ввиду малости объема доступного фазового пространства. Пренебрегая вкладом F -волны, получаем

$$O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} = \varepsilon_{\alpha\beta}^* \varepsilon^{\mu\alpha\gamma\rho} P_{0\gamma} Q_{1\rho} P_0^\beta \varepsilon_{\sigma\tau} \varepsilon^{\nu\sigma\delta\kappa} Q_{1\delta} Q_{2\kappa} Q_2^\tau. \quad (3.23)$$

Принимая во внимание, что

$$\varepsilon_{\alpha\beta}^* \varepsilon_{\sigma\delta} = \frac{1}{2}(G_{\alpha\sigma} G_{\beta\delta} + G_{\alpha\delta} G_{\beta\sigma}) - \frac{1}{3} G_{\alpha\beta} G_{\sigma\delta}, \quad (3.24)$$

где $G_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - \frac{Q_{1\alpha} Q_{1\beta}}{Q_1^2}$, получаем

$$\begin{aligned} O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} = & \frac{1}{2} \left[\left(g^{\mu\nu} [(P_0 \cdot Q_1)(Q_1 \cdot Q_2) - (P_0 \cdot Q_2)Q_1^2] + \right. \right. \\ & Q_2^\mu P_0^\nu Q_1^2 - Q_2^\mu Q_1^\nu (P_0 \cdot Q_1) + Q_1^\mu Q_1^\nu (P_0 \cdot Q_2) - Q_1^\mu P_0^\nu (Q_1 \cdot Q_2) \\ & \left. \left. \left((P_0 \cdot Q_2) - \frac{(P_0 \cdot Q_1)(Q_1 \cdot Q_2)}{Q_1^2} \right) - d^\mu d^\nu \right), \right] \end{aligned} \quad (3.25)$$

где $d^\mu = \varepsilon_{\nu\alpha\beta}^\mu P_0^\nu Q_1^\alpha Q_2^\beta$, $\varepsilon_{\nu\alpha\beta}^\mu = g^{\mu\sigma} \varepsilon_{\sigma\nu\alpha\beta}$.

4) $J_{Z_b}^P = 2^+$.

$$O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} = \varepsilon_{\kappa\sigma}^* (g^{\mu\kappa} + a_1 P_1^\mu P_1^\kappa) P_1^\sigma \varepsilon_{\alpha\beta} (g^{\alpha\nu} + a_2 P_2^\alpha P_2^\nu) P_2^\beta$$

и

$$\begin{aligned} O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} = & g^{\mu\nu} \frac{a_0}{2} + \frac{P_2^\mu P_1^\nu}{2} + P_2^\mu P_2^\nu \left(a_0 a_2 - \frac{(Q_1 \cdot P_1)}{2Q_1^2} \right) + \\ & P_1^\mu P_1^\nu \left(a_0 a_1 - \frac{(Q_1 \cdot P_2)}{2Q_1^2} \right) + \frac{1}{3} \frac{Q_1^\mu Q_1^\nu}{Q_1^4} \left[(P_0 \cdot Q_1)(Q_1 \cdot Q_2) + \right. \\ & 3(Q_1 \cdot P_1)(Q_1 \cdot P_2) - \frac{3}{2}(P_1 \cdot P_2)Q_1^2 + \\ & a_2 \left((P_0 \cdot Q_1)(m_\pi^2 Q_1^2 - (Q_1 \cdot P_2)^2) \right) + \\ & a_1 \left((Q_1 \cdot Q_2)(m_\pi^2 Q_1^2 - (Q_1 \cdot P_1)^2) \right) + \\ & 3a_0 Q_1^2 \left(a_1(Q_1 \cdot P_1) - a_2(Q_1 \cdot P_2) \right) - \\ & \left. a_1 a_2 \left(3a_0^2 Q_1^4 - (m_\pi^2 Q_1^2 - (Q_1 \cdot P_1)^2)(m_\pi^2 Q_1^2 - (Q_1 \cdot P_2)^2) \right) \right], \end{aligned} \quad (3.26)$$

где коэффициенты a_0 , a_1 и a_2 те же, что и в выражении 3.21.

Рассмотрим теперь второй тип амплитуд, т.е. случаи, когда система $\pi^+\pi^-$ рождается с определенными квантовыми числами спина и четности. При этом мы предположим, что спиновая структура комбинации тяжелых $b\bar{b}$ -кварков не меняется, а система $\pi^+\pi^-$ рождается в S -волне относительно $\Upsilon(nS)$. Рассмотрим лишь случаи, когда система $\pi^+\pi^-$ имеет момент 0 или момент 2, поскольку нечетные значения момента запрещены условием сохранения P -четности, а возможные вклады состояний с моментами 4 и выше мы не учитываем. Тогда величина $O^{\mu\nu}$ запишется следующим в виде.

5) Система $\pi^+\pi^-$ находится в S -волне:

$$O_S^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} + Q_0^\mu Q_0^\nu \frac{(P_0 \cdot Q_2) - \sqrt{P_0^2 Q_2^2}}{(Q_0 \cdot Q_2)^2 - Q_0^2 Q_2^2}. \quad (3.27)$$

6) Система $\pi^+\pi^-$ находится в D -волне:

$$O_D^{\mu\nu} = O_S^{\mu\nu} \left[(P_0 \cdot P_1)^2 - \frac{2(P_0 \cdot P_1)(Q_0 \cdot P_1)(P_0 \cdot Q_0)}{Q_0^2} + \frac{(P_0 \cdot Q_0)^2(Q_0 \cdot P_1)^2}{Q_0^4} - \frac{1}{3} \left(P_0^2 - \frac{(P_0 \cdot Q_0)}{Q_0^2} \right) \left(m_\pi^2 - \frac{(Q_0 \cdot P_1)^2}{Q_0^2} \right) \right], \quad (3.28)$$

где множитель в квадратных скобках учитывает, что при принятых выше условиях, система $\pi^+\pi^-$ рождается только с нулевой проекцией спина.

Тогда полное выражение для величины $O^{\mu\nu}$ в амплитуде 3.18 запишется в виде

$$O^{\mu\nu} = a_S(s_{23})O_S^{\mu\nu} + a_D(s_{23})O_D^{\mu\nu} + c_{Z_1} e^{i\delta_{Z_1}} \left(a_{Z_1}(s_{12})O_{\Upsilon\pi_1}^{\mu\nu} + a_{Z_1}(s_{13})O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} \right) + c_{Z_2} e^{i\delta_{Z_2}} \left(a_{Z_2}(s_{12})O_{\Upsilon\pi_1}^{\mu\nu} + a_{Z_2}(s_{13})O_{\Upsilon\pi_2}^{\mu\nu} \right), \quad (3.29)$$

где $s_{12} = M^2(\Upsilon(nS)\pi_1)$, $s_{13} = M^2(\Upsilon(nS)\pi_2)$ и $s_{23} = M^2(\pi^+\pi^-)$. Отметим, что величина s_{23} не является независимой и может быть выражена через величины s_{12} и s_{13} , однако запись в таком виде обладает большей ясностью. Величины c_{Z_k} и δ_{z_k} являются свободными параметрами модели, численные значения которых определяются из аппроксимации данных. Стоит отметить также, что амплитуды Z_k в выражении 3.29 симметризованы относительно перестановки пионов π_1 и π_2 , что диктуется условием изоспиновой симметрии.

Скалярная (S -волновая) часть амплитуды может включать промежуточные состояния $\sigma(500)$, $f_0(980)$, а так же нерезонансный вклад, то есть

$$a_S(s_{23}) = c_\sigma e^{i\delta_\sigma} a_\sigma(s_{23}) + c_{f_0} e^{i\delta_{f_0}} a_{f_0}(s_{23}) + \mathcal{A}^{\text{NR}}(s_{23}), \quad (3.30)$$

где $a_\sigma(s_{23})$ и $a_{f_0}(s_{23})$ параметризуются функцией Брейта-Вигнера и функцией Флатте [100] соответственно. Следуя рассмотрению, проведенному в работах [101, 102], для нерезонансной амплитуды $\mathcal{A}^{\text{NR}}(s_{23})$ использовалась следующая параметризация

$$\mathcal{A}^{\text{NR}}(s_{23}) = c_1^{\text{NR}} e^{i\delta_1^{\text{NR}}} + c_2^{\text{NR}} e^{i\delta_2^{\text{NR}}} s_{23}. \quad (3.31)$$

В D -волновую часть трехчастичной амплитуды может входить резонанс $f_2(1270)$

$$a_D(s_{23}) = c_{f_2} e^{i\delta_{f_2}} a_{f_2}(s_{23}), \quad (3.32)$$

где $a_{f_2}(s_{23})$ параметризуется функцией Брейта-Вигнера с массой и шириной, зафиксированными и равными среднемировым значениям [43]. При изучении модельной неопределенности для величины $a_{f_2}(s_{23})$ также была использована простая параметризация $a_{f_2}(s_{23}) = s_{23}$, что эквивалентно добавлению D -волнового вклада в нерезонансную амплитуду. Относительные амплитуды c_X , c_k^{NR} и фазы δ_X и δ_k^{NR} в выражениях 3.30 – 3.32 являются свободными параметрами модели. Амплитуды $a_{Z_k}(s)$ ($k = 1, 2$) в выражении (3.29), соответствующие двум резонансам Z_b , параметризовались функциями Брейта-Вигнера, в которых массы и ширины являются свободными параметрами.

Как было отмечено ранее, одна из относительных амплитуд и одна фаза могут быть зафиксированы. При изучении процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ полагалось $c_1^{\text{NR}} = 1$ и $\delta_1^{\text{NR}} = 0$. При изучении процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ были зафиксированы величина и фаза амплитуды, соответствующей вкладу $Z_b(10610)$, то есть $c_{Z_1} = 1$ и $\delta_{Z_1} = 0$.

3.3.2 Амплитудный анализ

В пределе нулевой ширины резонансов $\Upsilon(nS)$ для полного описания процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^- \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ необходимы шесть независи-

мых переменных. Однако набор физических наблюдаемых, который можно использовать для параметризации амплитуды изучаемого процесса, не определяется однозначно. Так, для параметризации вкладов с промежуточным рождением резонанса Z_b в $\Upsilon(nS)\pi$ системе в качестве такого набора параметров $\vec{\theta}$ можно выбрать две двухчастичные инвариантные массы и четыре угла:

1. $M(\Upsilon(nS)\pi^+)$;
2. $M(\pi^+\pi^-)$;
3. угол θ_1 между π_1 и осью пучков, измеренный в системе центра масс;
4. угол $\theta_{\mu\mu}^{\text{hel}}$ между направлением импульса Z_b^+ и импульсом μ^+ , измеренный в системе покоя $\Upsilon(nS)$ резонанса;
5. угол ϕ между плоскостями, образованными парой $\pi^+\pi^-$ и парой $\mu^+\mu^-$, измеренный в системе покоя Z_b ;
6. угол ψ между плоскостью, образованной π_1 и осью пучков, и плоскостью, образованной парой $\mu^+\mu^-$.

Однако этот же набор параметров, использованный для параметризации вклада с промежуточным резонансом в $\pi^+\pi^-$ системе, например $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)f_0(980)$, не будет иметь столь же ясного физического смысла. По этой причине мы использовали Лоренц-инвариантную запись амплитуды рождения, детально описанную в разделе 3.3.1, а распределения по вышеперечисленным параметрам приводятся лишь для демонстрации результатов аппроксимации. В качестве набора независимых переменных в этом случае выступает набор инвариантных масс независимых двухчастичных комбинаций двух начальных (e^+e^-) и четырех конечных частиц (π^+ , π^- , μ^+ и μ^-).

Перед тем как приступить к исследованию распределения сигнальных событий в фазовом пространстве, необходимо провести анализ распределения фоновых событий, то есть определить вид функции $B(\vec{q})$ в формуле (3.9). Для этого использовались экспериментальные события из областей вне пиков по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$, содержание сигнальных событий в которых существенно подавлено (область SB). Определение SB-областей, а также числа событий в них для каждого конечного состояния приведено в Таблице 5. Поскольку SB-области смещены по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$, соответствующие границы фазового пространства также будут смещены по отношению к границам сигнальной области. Для компенсации этого эффекта для событий из SB-областей была проведена процедура кинематической реконструкции, аналогичная выполняемой для событий из сигнальных областей. Однако побочным эффектом

этой процедуры является то, что при наличии резонансов в двухчастичных комбинациях (например, $\rho^0(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$) для событий из SB-областей, их положение при проведении кинематической реконструкции будет смещаться. Эти эффекты учитывались с использованием событий моделирования.

Далиц распределения для фоновых событий показаны на Рис. 3.4 (а, b, с), где $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\max} = \max\{M(\Upsilon(nS)\pi^+), M(\Upsilon(nS)\pi^-)\}$. Визуализация в терминах $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\max}$ и $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\min}$ помогает нагляднее выявить наличие структур в системе $\Upsilon(nS)\pi$, избежав при этом двойного счета $\Upsilon(nS)\pi$ комбинаций. Как видно из Рис. 3.4 (а, b, с), плотность фоновых событий резко возрастает в области малых инвариантных масс $\pi^+\pi^-$ системы. Источником этого фона является уже упомянутый процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ с последующей конверсией фотона на внутренней структуре детектора в e^+e^- пару. Применение электронного вето позволяет существенно подавить этот тип фона, однако полностью его исключить не удастся. При анализе распределения

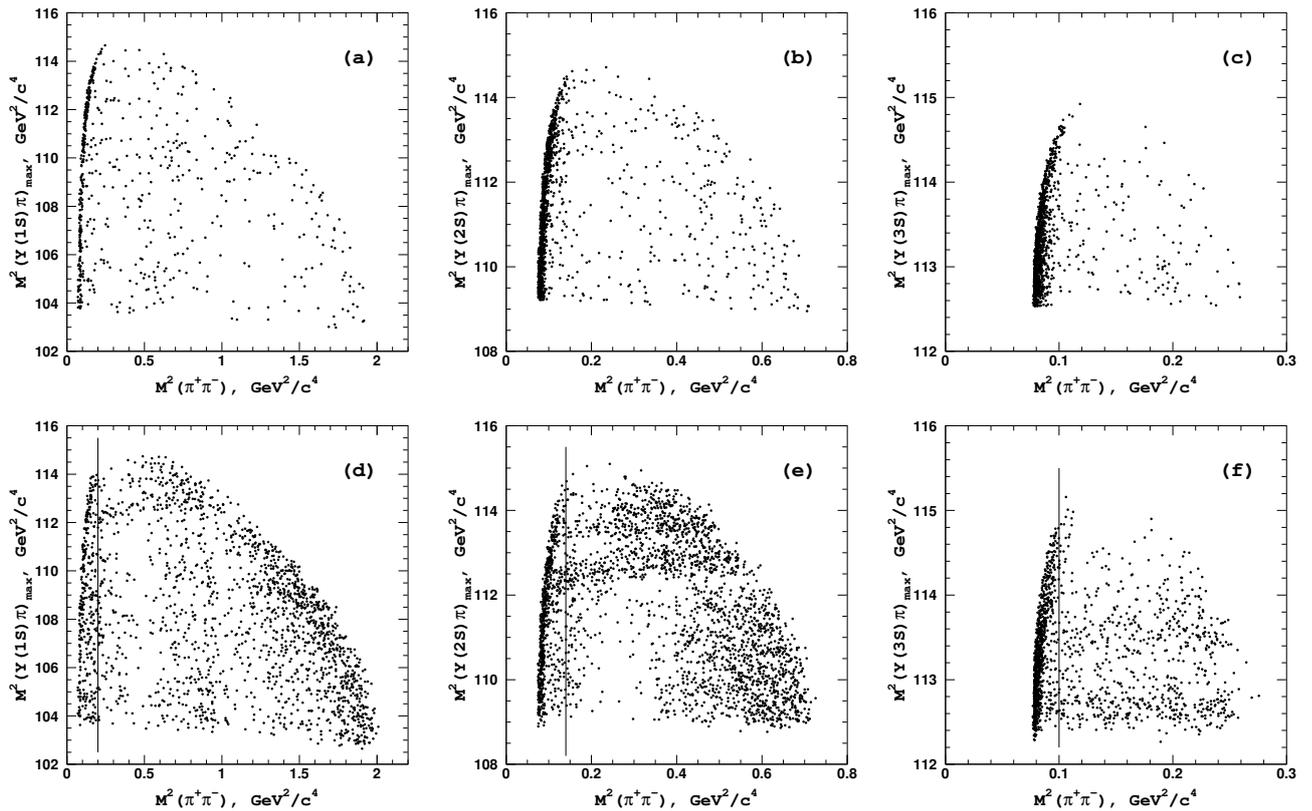


Рисунок 3.4 — Распределение Далица для событий фона и событий из сигнальной области, соответственно: (a,d) $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$; (b,e) $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$; (c,f) $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$. В каждом случае события, лежащие левее вертикальной черты, исключались из амплитудного анализа.

сигнальных событий мы исключаем эту область условием на $M(\pi^+\pi^-)$, как указано в Таблице 5.

Распределение фоновых событий по оставшейся части фазового пространства хорошо параметризуется комбинацией константы и компоненты, экспоненциально зависящей от $M^2(\pi^+\pi^-)$, описывающей остаточный вклад от событий конверсии. Кроме того, для конечного состояния $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ в распределении фоновых событий учитывался вклад от распадов $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$:

$$B(\vec{q}) \sim BW_\rho(m) + a + b \exp(-\beta m),$$

где $BW_\rho(m)$ – функция Брейта-Вигнера, описывающая комбинаторный фон от реальных ρ^0 -мезонов, $m \equiv M(\pi^+\pi^-)$, а параметры a, b и β определяются из аппроксимации. Сравнение результатов аппроксимации данных из СВ-областей с помощью этой модели показано на Рис. 3.5. В распределении по $M(\pi^+\pi^-)$, показанном на Рис. 3.5(a) хорошо видно существенное увеличение числа событий в области массы ρ -мезона, обусловленное процессом $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\rho^0$. Наличие двух пиков является следствием кинематической

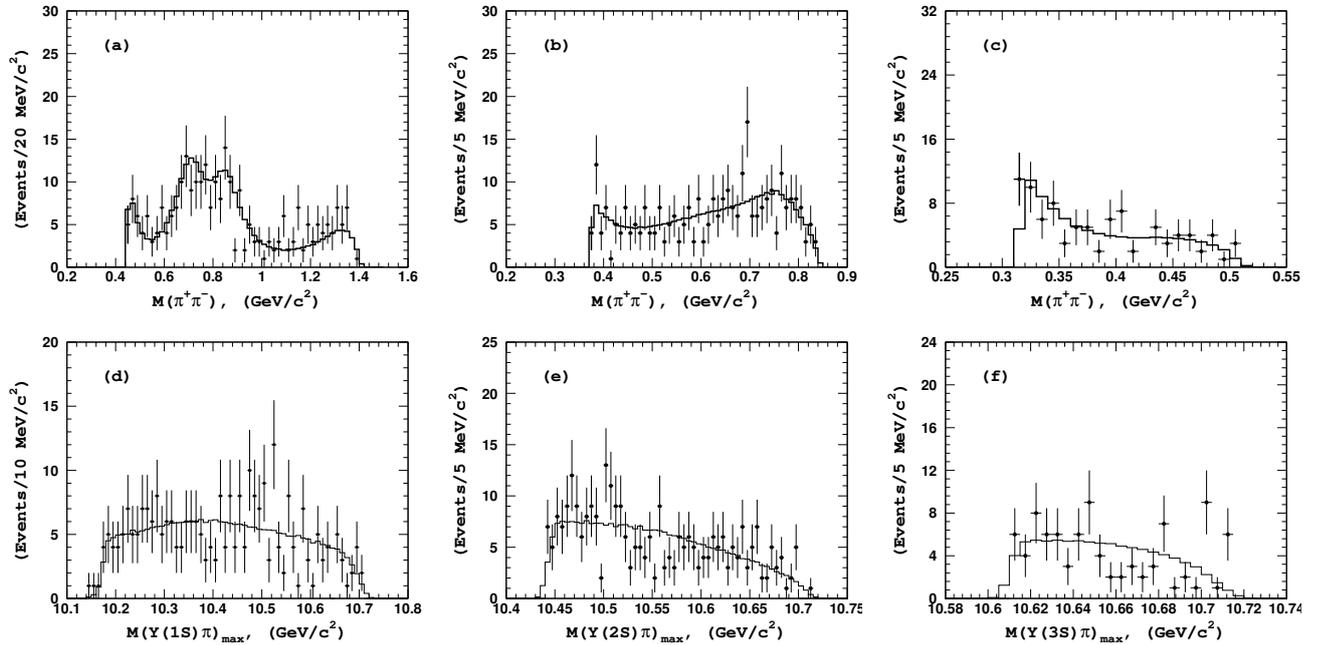


Рисунок 3.5 — Сравнение распределений экспериментальных данных из вне-сигнальных областей по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для $\Upsilon(1S)$ (a,d), $\Upsilon(2S)$ (b,e) и $\Upsilon(3S)$ (c,f), показанных точками с соответствующими статистическими неопределенностями, и результатов аппроксимации функцией 3.3.2, показанных гистограммой.

реконструкции, описанной выше. При этом для событий из SB-области с массой M_{miss} меньше массы $\Upsilon(1S)$ смещение пика ρ происходит в сторону меньших значений, а для SB-области с массой M_{miss} больше массы $\Upsilon(1S)$ – в сторону больших значений. Величина смещения определяется из моделирования и при аппроксимации данных фиксируется.

На Рисунках 3.4(d, e, f) показаны Далиц распределения событий из сигнальных областей для трех рассматриваемых конечных состояний. При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ в полную амплитуду включался следующий набор квазидвухчастичных процессов: $Z_b(10610)^\pm\pi^\mp$, $Z_b(10650)^\pm\pi^\mp$, $\Upsilon(nS)\sigma(500)$, $\Upsilon(nS)f_0(980)$, $\Upsilon(nS)f_2(1270)$, а так же нерезонансный вклад:

$$\mathcal{M}_{\Upsilon\pi\pi} = \mathcal{A}_{Z_1\pi} + \mathcal{A}_{Z_2\pi} + \mathcal{A}_{\Upsilon\sigma} + \mathcal{A}_{\Upsilon f_0} + \mathcal{A}_{\Upsilon f_2} + \mathcal{A}_{NR}. \quad (3.33)$$

Добавление амплитуды с $\sigma(500)$ существенно улучшает описание данных в области масс $M(\pi^+\pi^-) < 0.8$ ГэВ/ c^2 по сравнению с нашим предыдущим упрощенным анализом, описанном в [93]. Масса и ширина $\sigma(500)$ резонанса, определенные в предыдущих экспериментах, варьируются в широких пределах. В нашем исследовании эти параметры были зафиксированы равными $M = 600$ МэВ/ c^2 и $\Gamma = 400$ МэВ. Возможные систематические погрешности, связанные с этим ограничением, были учтены при комплексном изучении систематических неопределенностей, описанном в разделе 3.3.3. Масса и константы связи для резонанса $f_0(980)$ были зафиксированы равными значениям, измеренным в при изучении процесса $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$: $M(f_0(980)) = 950$ МэВ/ c^2 , $g_{\pi\pi} = 0.23$, $g_{KK} = 0.73$ [94]. Масса и ширина резонанса $f_2(1270)$ зафиксированы равными среднемировым значениям [43]. Значения параметров наблюдаемых резонансов Z_b определяются непосредственно из аппроксимации данных.

При переходе к конечному состоянию $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и далее к $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ доступный объем фазового пространства быстро уменьшается, что делает разделение вкладов различных скалярных амплитуд практически невозможным. По этой причине при аппроксимации данных процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ из полной амплитуды был исключен вклад $\Upsilon(2S)f_0(980)$ – возможный вклад этой квазидвухчастичной амплитуды, при имеющейся статистике, практически неотличим от нерезонансного вклада. Далее, при изучении процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ по этой же причине из полной амплитуды был исключен в явном виде вклад $\Upsilon(3S)\sigma(500)$. Вклад от $\Upsilon(3S)f_2(1270)$

также был исключен ввиду того, что масса $f_2(1270)$ намного превышает кинематически достижимое в этом процессе значение $M(\pi^+\pi^-)$, а ширина резонанса $f_2(1270)$ сравнительно невелика. Возможные систематические неопределенности, связанные с описанным упрощением амплитуд переходов, изучались и были учтены в окончательных результатах в виде систематической неопределенности. Таким образом, полное число свободных параметров аппроксимации составляет 16, 14 и 10 для конечных состояний $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$, соответственно.

При аппроксимации данных проверялся следующий набор гипотез относительно квантовых чисел наблюдаемых резонансов Z_b : $J^P = 1^+, 1^-, 2^+$ и 2^- . Как было отмечено ранее, комбинации $J^P = 0^+$ и 0^- запрещены из самого факта наблюдения переходов $Z_b \rightarrow \Upsilon(nS)\pi$ и $Z_b \rightarrow h_b(mP)\pi$, соответственно. Поскольку массы и ширины Z_b состояний, определенные из анализа конечных состояний $Z_b \rightarrow \Upsilon(nS)\pi$ и $Z_b \rightarrow h_b(mP)\pi$, хорошо согласуются друг с другом [93], мы принимаем, что в обоих случаях наблюдается один и тот же набор резонансов.

Логарифмическая функция правдоподобия \mathcal{L} является некогерентной суммой вкладов, описывающих распределение сигнальных событий ($S(\vec{q})$) и событий фона ($B(\vec{q}_i)$)

$$\mathcal{L} = -2 \sum_{\text{events}} \ln(f_{\text{sig}}S(\vec{q}_i) + (1 - f_{\text{sig}})B(\vec{q}_i)), \quad (3.34)$$

где суммирование ведется по всем отобраным событиям, а параметр f_{sig} есть доля сигнальных событий. Значения параметра f_{sig} для каждого из изучаемых процессов приведено в Таблице 5. Каждая из функций плотности ($S(\vec{q})$ и $B(\vec{q})$) нормирована на единицу. Для вычисления нормировочных коэффициентов функции $S(\vec{q})$ используется набор большого числа событий полного моделирования (то есть с учетом отклика детектора и всех критериев отбора) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^- \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$, имеющих равномерное распределение по фазовому пространству. Результаты аппроксимации событий $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ основной моделью показаны на Рис. 3.6, где приведены одномерные распределения по двухчастичным инвариантным массам. Стоит отметить, что при использовании параметра $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\text{max}}$ пики, соответствующие Z_b состояниям, являются суммой двух зарядовых комбинаций: $Z_b^+\pi^-$ и $Z_b^-\pi^+$.

Распределения, показанные на Рис. 3.6, являются интегральными по остальным переменным фазового пространства. Более подробное сравнение

данных и результатов аппроксимации приведено на Рис. 3.7–3.9, где распределения по инвариантным массам показаны для различных областей фазового пространства. Кроме того, на Рис. 3.10–3.12 показаны угловые распределения для событий из областей Z_b пиков и для остальной части фазового пространства.

Для количественной оценки качества аппроксимации были использованы оба метода, описанных в разделе 3.2. Применение критерия Уилкоксона-Манна-Уитни показало, что экспериментальные данные для конечных состояний $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ и основная модель $J^P = 1^+$ (с учетом фона), использованная для их описания, согласуются на уровне достоверности 27%, 61% и 34%, соответственно. При построении критерия количество событий моделирования в десять раз превышало количество экспериментальных событий в соответствующем конечном состоянии.

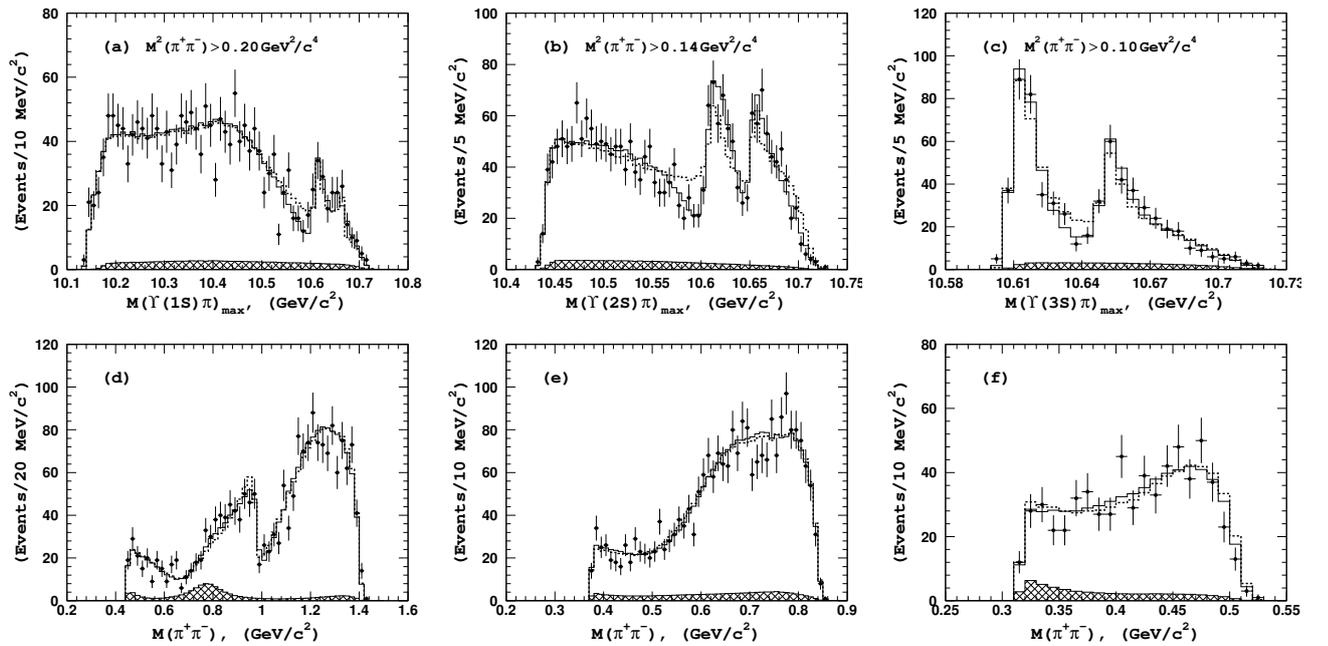


Рисунок 3.6 — Сравнение экспериментальных данных, показанных точками с соответствующими статистическими неопределенностями, с результатами аппроксимации. Сплошная линия соответствует основной модели с $J^P = 1^+$, пунктиром показан результат для модели $J^P = 2^+$. Заштрихованной гистограммой показано распределение фоновых событий. Распределения (a) и (d) соответствуют конечному состоянию $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, (b) и (e) – состоянию $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, (c) и (f) – состоянию $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$.

Таблица 6 — Результаты вычисления псевдо- χ^2/n_{bins} для одномерных распределений, показанных на Рис. 3.6.

	$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$
$M(\Upsilon\pi)_{\text{max}}$	61.5/53	46.6/54	12.0/20
$M(\pi^+\pi^-)$	68.3/49	45.1/48	18.6/20

Кроме того, был также использован метод псевдо- χ^2 , величина которого была вычислена для всех одномерных распределений, показанных на Рис. 3.6. При этом интервалы, число событий в которых меньше девяти, объединялись с соседними. Полученные результаты приведены в Таблице 6. Значение

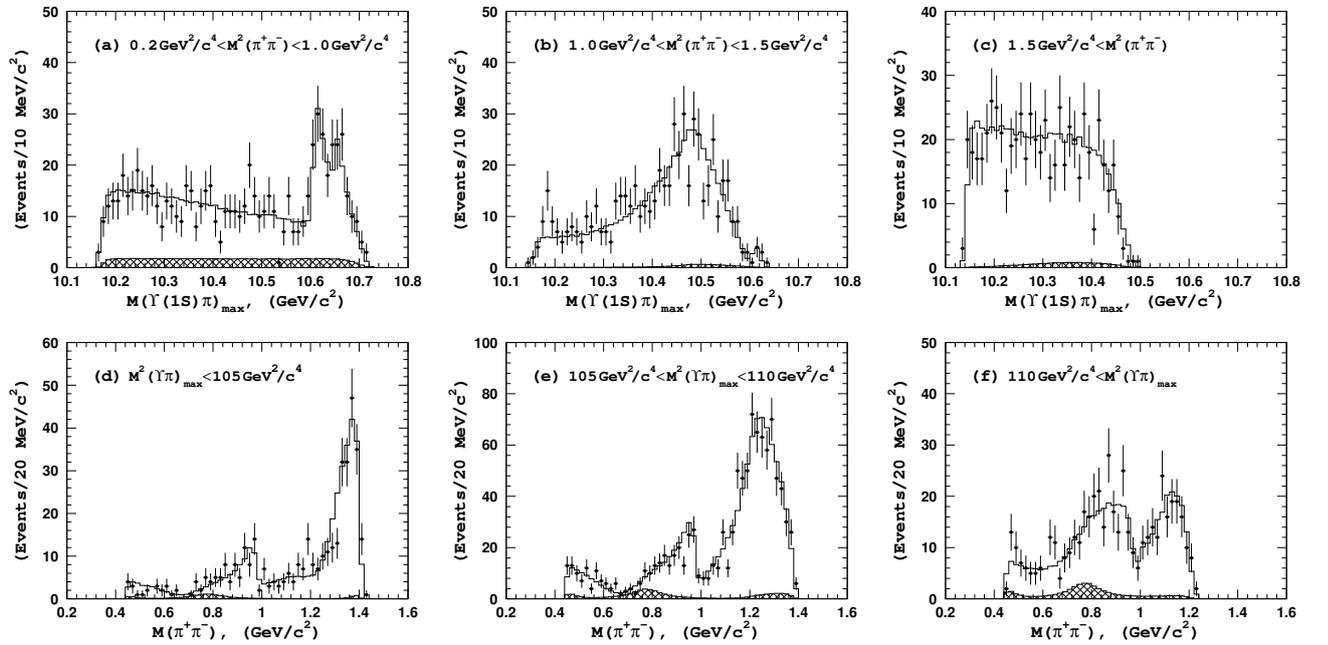


Рисунок 3.7 — Детальное сравнение распределения событий $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ из сигнальной области, показанных точками со статистическими неопределенностями, и результатов аппроксимации основной моделью, показанной гистограммой. Вклад фоновых событий показан заштрихованной гистограммой. Рисунки (а)-(с) соответствуют проекциям $M(\Upsilon(1S)\pi)_{\text{max}}$ для различных областей по переменной $M^2(\pi^+\pi^-)$, как показано на соответствующем распределении. Аналогичные распределения по переменной $M(\pi^+\pi^-)$ для различных областей по переменной $M^2(\Upsilon(1S)\pi)_{\text{max}}$ показаны на рисунках (d)-(f).

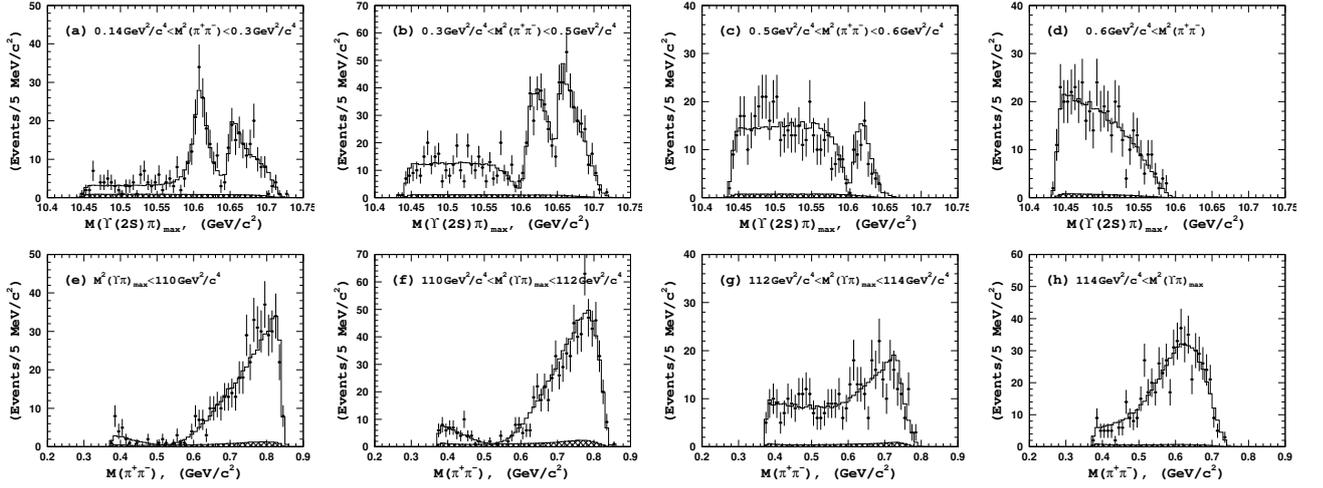


Рисунок 3.8 — Аналогично Рис. 3.7, но для событий из области сигнала для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$.

псевдо- χ^2 затем вычислялось как

$$\chi^2 = -2 \sum_{i=1}^{N_{\text{bins}}} n_i \ln \left(\frac{p_i}{n_i} \right), \quad (3.35)$$

где n_i — наблюдаемое число событий в i -ой группе (или комбинации групп), а p_i — соответствующее ожидаемое число событий, вычисленное исходя из проверяемой модели. При большом объеме данных такая формулировка вели-

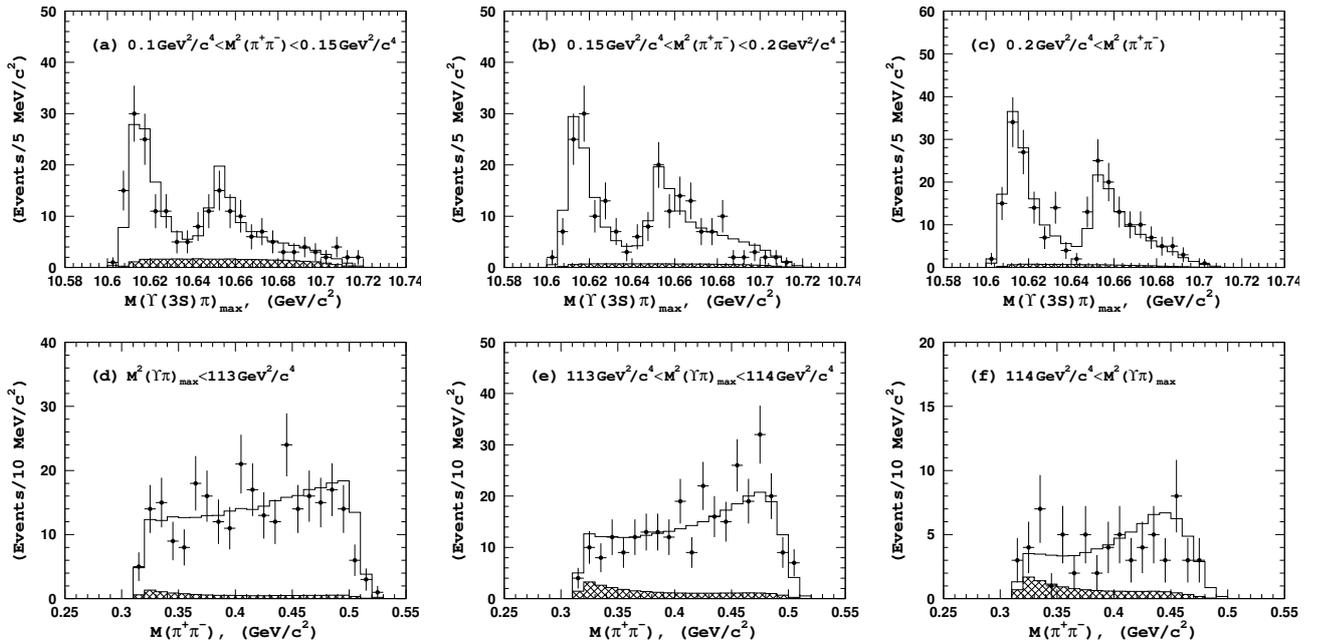


Рисунок 3.9 — Аналогично Рис. 3.7, но для событий из области сигнала для конечного состояния $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$.

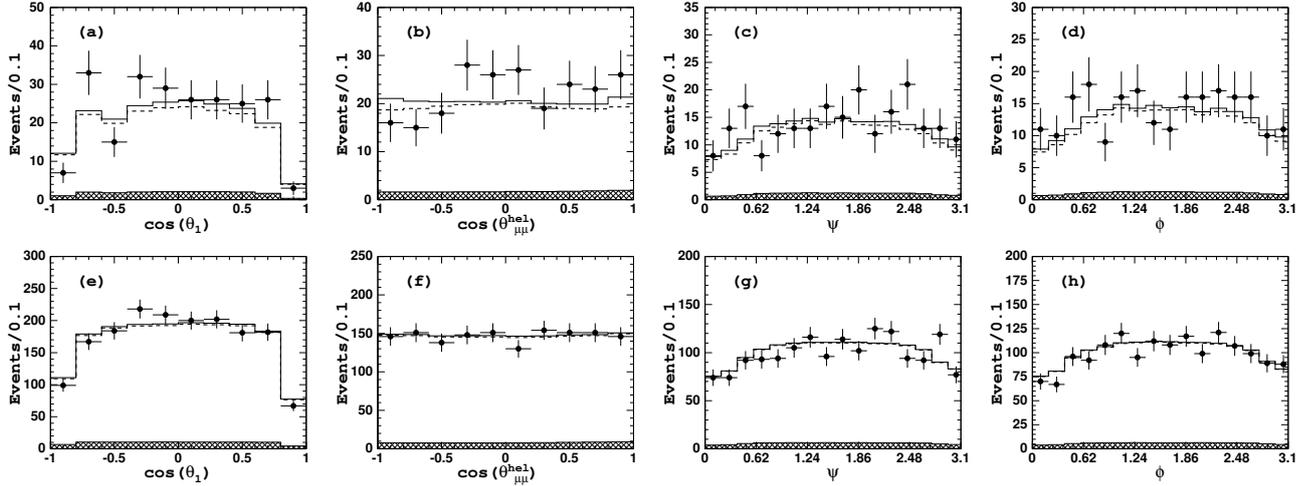


Рисунок 3.10 — Сравнение угловых распределений для событий $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ с результатами аппроксимации. Верхний ряд — для событий из области $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\max} > 10590 \text{ МэВ}/c^2$, соответствующей двум Z_b пикам. Нижний ряд — для событий из области $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\max} < 10550 \text{ МэВ}/c^2$. Сплошной гистограммой показаны результаты аппроксимации основной моделью, пунктирной гистограммой — моделью с квантовыми числами $J^P = 2^+$ для обоих Z_b резонансов. Заштрихованной гистограммой показан ожидаемый вклад фоновых событий.

чины χ^2 эквивалентна стандартному определению. Как видно из Таблицы 6, для всех распределений основная модель даёт приемлемое описание данных.

Для определения квантовых чисел наблюдаемых Z_b резонансов, проводилась аппроксимация экспериментальных данных для $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ конечных состояний при различных комбинациях J^P для Z_b . По результатам минимизации вычислялась величина $\Delta\mathcal{L} = \mathcal{L}(J_1^{P_1}, J_2^{P_2}) - \mathcal{L}(1^+, 1^+)$, где $\mathcal{L}(J_1^{P_1}, J_2^{P_2})$ — значение логарифмической функции правдоподобия, полученное из минимизации в предположении квантовых чисел $J_1^{P_1}$ для $Z_b(10610)$ и $J_2^{P_2}$ для $Z_b(10650)$. По результатам этого исследования, приведенным в Таблице 7, можно сделать вывод, что модель с $J^P = 1^+$ для обоих Z_b резонансов даёт наилучшее описание экспериментальных данных. Комбинация $J_1^{P_1} = 1^+$ и $J_2^{P_2} = 2^+$, соответствующая ближайшему к минимальному значению функции правдоподобия ($42 + 33 = 75$) исключена на уровне значимости $\sqrt{75} \sim 8.6\sigma$. Для конечного состояния $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, где количество событий в Z_b пиках составляет малую долю от общего количества сигнальных событий, было проведено лишь сравнение моделей, где оба Z_b резонанса

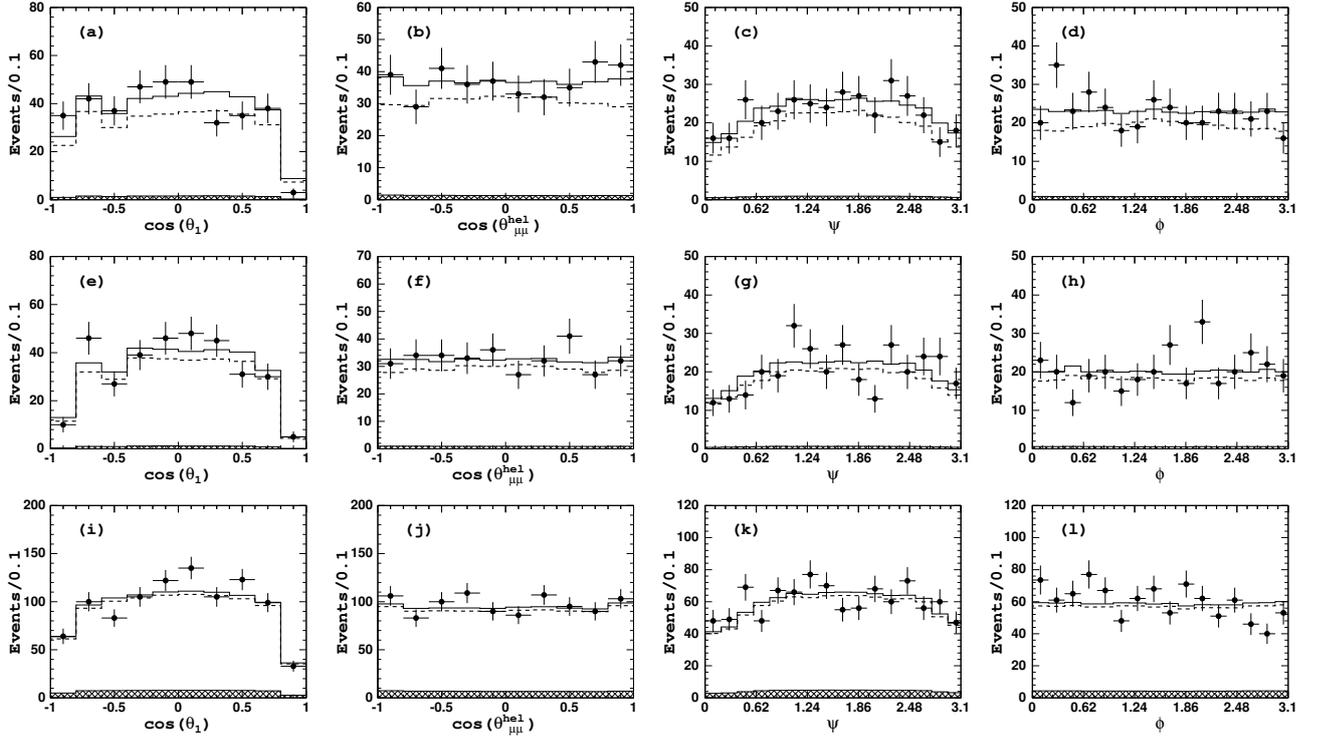


Рисунок 3.11 — Аналогично Рис. 3.10, но для событий $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$. Верхний ряд — для событий из области $10605 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Upsilon(2S)\pi)_{\text{max}} < 10635 \text{ МэВ}/c^2$, соответствующей $Z_b(10610)$, средний ряд — для событий из области $10645 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Upsilon(2S)\pi)_{\text{max}} < 10675 \text{ МэВ}/c^2$, соответствующей $Z_b(10650)$, нижний ряд — для событий из области $M(\Upsilon(2S)\pi)_{\text{max}} < 10550 \text{ МэВ}/c^2$.

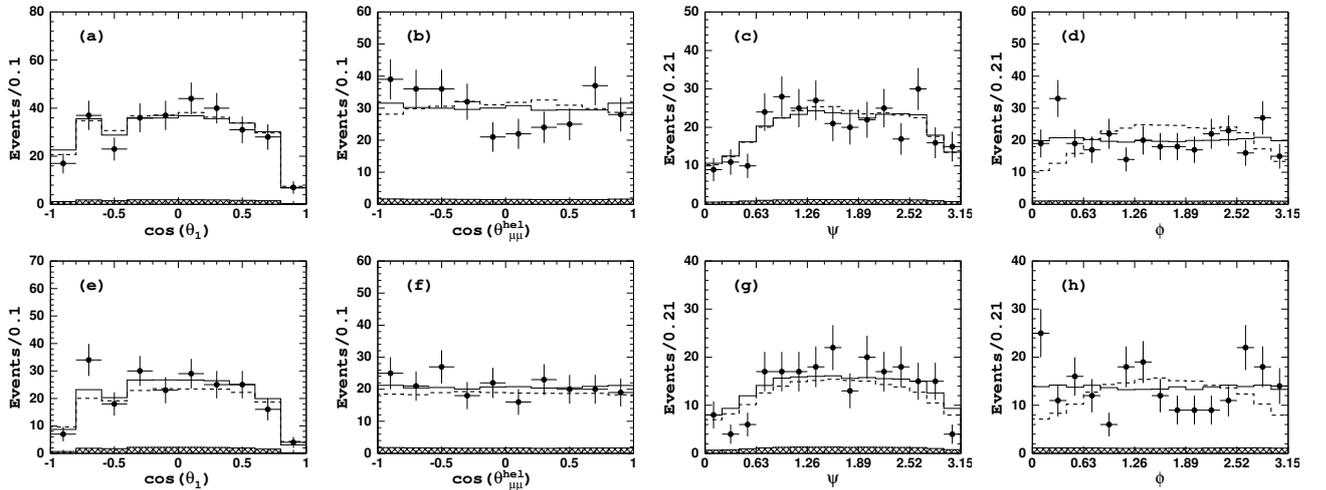


Рисунок 3.12 — Аналогично Рис. 3.10, но для событий $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$. Верхний ряд — для событий из области соответствующей $Z_b(10610)$, нижний ряд — для событий из области соответствующей $Z_b(10650)$.

имеют одинаковые комбинации J^P . В результате были получены значения $\Delta\mathcal{L}$ равные 64, 41 и 59 для $J^P = 1^-, 2^+$ и 2^- , соответственно.

Таблица 7 — Результаты аппроксимации для конечных состояний $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ ($\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$) при различных предположениях относительно квантовых чисел J^P для двух Z_b резонансов. В таблице приведены значения $\Delta\mathcal{L}$.

	$Z_b(10650)$	1^+	1^-	2^+	2^-
$Z_b(10610)$					
1^+		0 (0)	60 (33)	42 (33)	77 (63)
1^-		226 (47)	264 (73)	224 (68)	277 (106)
2^+		205 (33)	235 (104)	207 (87)	223 (128)
2^-		289 (99)	319 (111)	321 (110)	304 (125)

Основная чувствительность к квантовым числам Z_b резонансов обусловлена интерференцией между вкладом $Z_b\pi$ и остальной частью полной амплитуды перехода. Это хорошо видно из Рис. 3.6, где представлено сравнение между экспериментальными данными и результатами аппроксимации для двух моделей – основной модели с $J^P = 1^+$ и модели с $J^P = 2^+$. Наиболее заметное различие между этими моделями наблюдается в распределении по инвариантной массе $\Upsilon(nS)\pi$ системы в области масс Z_b резонансов. По этой причине наибольшая чувствительность к квантовым числам Z_b достигается для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, где величина амплитуды $Z_b\pi$ оказалась сравнима с величиной остальной части амплитуды в области масс Z_b , и эффект интерференции этих двух вкладов максимален.

Дополнительная проверка степени разделения различных гипотез о квантовых числах Z_b резонансов была проведена с использованием метода псевдо-экспериментов. При этом моделировался объем данных, эквивалентный реальному эксперименту для конечных состояний $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$, с параметрами, соответствующими основной гипотезе $J^P = 1^+$ для обоих Z_b резонансов. Аппроксимация каждого псевдо-эксперимента проводилась основной моделью и тремя альтернативными моделями, в которых оба Z_b имеют $J^P = 1^-$, 2^+ или 2^- соответственно. В каждом случае вычислялась величина $\Delta\mathcal{L} = \mathcal{L}(J_1^{P_1}, J_2^{P_2}) - \mathcal{L}(1^+, 1^+)$. Полученные распределения показаны на Рис. 3.13, где также приведены результаты аппроксимации нормальным распределением. Стрелками показано значение соответствующей разницы, полученное при анализе данных (см. Таблицу 7). Во всех случаях

полученные распределения хорошо согласуются с соответствующим экспериментальным значением.

Аналогичный тест был проведен для модели с комбинацией $J^P = 1^+$ для $Z_b(10610)$ и $J^P = 2^+$ для $Z_b(10650)$, то есть моделью имеющей минимальное отличие по величине $\Delta\mathcal{L}$ от основной модели. Полученное распределение по величине $\Delta\mathcal{L}$ показано на Рис. 3.14. Из аппроксимации асимметричным распределением Гаусса (нормальное распределение, в котором параметр σ может принимать разные значения слева и справа от максимума распределения) находим положение пика 26.5 и стандартное отклонение слева от пика 5.95, что соответствует статистической значимости отличия от нуля на уровне 4.4 стандартного отклонения. Это несколько ниже значения $\sqrt{42} = 6.5$, полученного из Таблицы 7, но является консервативной оценкой, и в комбинации с конечным состоянием $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ можно утверждать, что эта модель исключена на уровне значимости более пяти стандартных отклонений.

Стоит также отметить, что при аппроксимации основной моделью были обнаружены дополнительные локальные минимумы функции прав-

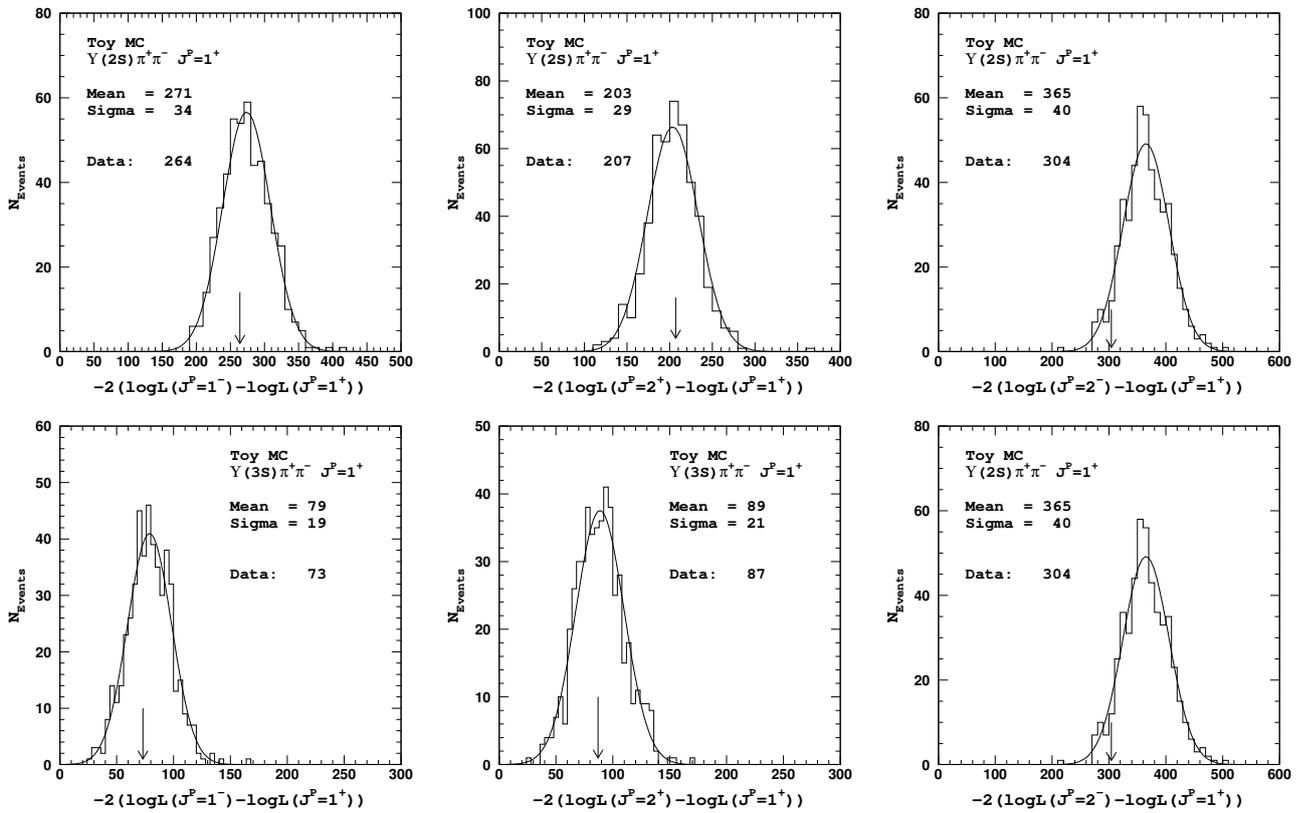


Рисунок 3.13 — Распределение по величине $\Delta\mathcal{L}$ для 1000 псевдоэкспериментов для конечных состояний $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ (верхний ряд) и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ (нижний ряд)

доподобия. Существование множественных локальных минимумов связано с тем, что в полную трехчастичную амплитуду перехода входит несколько S -волновых вкладов, в результате чего возникает неоднозначность в описании интерференционной картины. Однако несмотря на то, что величины отдельных вкладов сильно отличаются, доля S -волнового вклада, определенная как единая величина, слабо меняется. В связи с этим мы не определяем вклады отдельных S -волновых компонент полной амплитуды, а рассматриваем их комбинацию как один вклад и определяем его долю в наблюдаемом трехчастичном сигнале. Исключение составляет лишь вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)f_0(980)$, величина которого хорошо определена благодаря ярко выраженной интерференционной картине (см. Рис. 3.6(d) в области масс $M(\pi^+\pi^-) \sim 1 \text{ ГэВ}/c^2$) между этой амплитудой и остальной частью полной амплитуды. Различие в параметрах Z_b амплитуд, соответствующих различным минимумам сравнительно невелико и рассматривалось как часть систематической неопределенности.

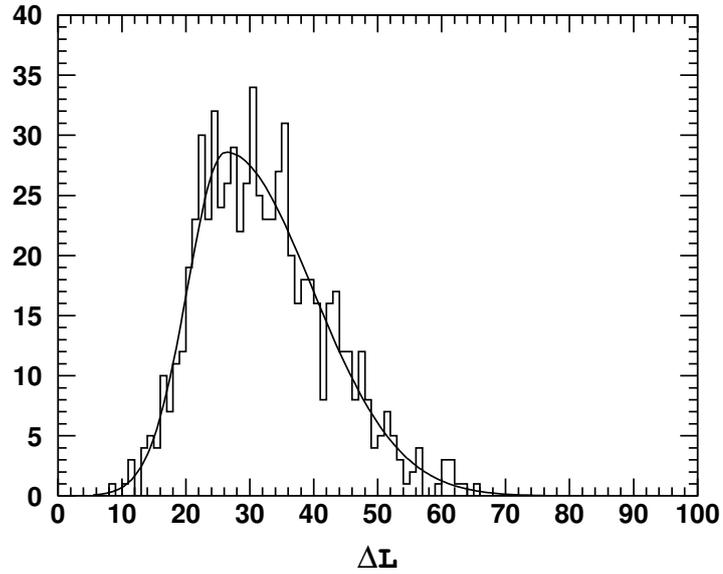


Рисунок 3.14 — Распределение по величине $\Delta\mathcal{L}$ для 1000 псевдо-экспериментов для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$: моделирование основной моделью, аппроксимация моделью $J_1^{P_1} = 1^+, J_2^{P_2} = 2^+$.

Таблица 8 — Список основных источников систематической погрешности в определении сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Величины неопределенности приведены в процентах.

Конечное состояние	$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$
$\mathcal{B}_{\Upsilon(nS)\rightarrow\mu^+\mu^-}$, [43]	2.0	8.8	9.6
Число событий сигнала	4.5	5.3	4.9
Идентификация мюонов	2.0	2.0	2.0
Восстановление треков	2.7	2.7	2.7
ISR поправка	2.0	2.0	2.0
Измерение светимости	1.4	1.4	1.4
Итоговая величина	6.2	10.9	11.4

3.3.3 Оценка систематических погрешностей

Основные источники систематической неопределенности при измерении сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ перечислены в Таблице 8. Неопределенность в измерении числа сигнальных событий из аппроксимации распределения по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ определялась путем варьирования параметров, описывающих форму сигнального распределения, на величину соответствующего стандартного отклонения. Неопределенность в эффективности идентификации мюонов определялась непосредственно из данных с использованием большого числа восстановленных J/ψ -мезонов в распадах $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ и сравнением с событиями моделирования. Расхождение с моделированием оценивается на уровне 1% на один мюон. Неопределенность в эффективности восстановления треков также изучалась с использованием экспериментальных данных с частично восстановленными событиями процесса $D^{*-} \rightarrow \pi^- D^0 [K_S^0 \pi^+\pi^-]$ и оценивается на уровне 0.35% на один трек с высоким импульсом (в нашем случае мюоны из распадов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$) и на уровне 1% на каждый трек с низким импульсом (в нашем случае это π^\pm -мезоны). Неопределенность в величине ISR-поправки определяется неопределенностью параметров сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, измеренных в работе [73], а также неопределенностью в значении энергии в системе центра масс и условием на массу отдачи $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для отбора сигнальных событий. Заметим, что

для определения полной систематической неопределенности эффективности идентификации мюонов и эффективности восстановления треков соответствующие неопределенности на один трек складываются линейно. Для определения итоговой неопределенности, все перечисленные вклады складывались квадратично. Результирующая неопределенность для величин трехчастичных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ составила 6.2%, 10.9% и 11.4% для $n = 1, 2$ и 3 , соответственно.

Перечислим основные источники систематических неопределенностей, выявленных в процессе амплитудного анализа экспериментальных данных.

- Неопределенность в измерении энергии в системе центра масс ведет к неопределенности границ фазового пространства, что, в свою очередь, может повлиять на измеряемые параметры модели. Для определения степени влияния данного фактора на результаты проводилось моделирование нормировочной выборки МС с энергией в системе центра масс, отличающейся на ± 3 МэВ от номинальной энергии, и повторялась процедура аппроксимации экспериментальных данных. Результирующая вариация составила от 3% для $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ до 8% для $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$.
- Неопределенность в доле сигнальных событий f_{sig} от полного числа событий, попавших в сигнальную область. Для определения влияния этой неопределенности на результаты измерений проводилась повторная аппроксимация данных при измененном значении f_{sig} на величину ее статистической погрешности в большую и меньшую сторону, а также при условии свободной вариации этой величины в процессе аппроксимации данных. В результате вариация конечных параметров составила от 4% до 7%.
- Неопределенность, связанная с параметризацией распределения событий фона по фазовому пространству. Использовались различные модели для описания распределения событий фона, в том числе полностью равномерное. Ввиду того, что общий уровень фона мал (менее 10%), и ярко выраженной концентрации событий фона в какой-то отдельной области фазового пространства нет, детали распределения фона слабо влияют на конечный результат. В зависимости от конечного состояния изменение значений выходных параметров составило от 3% до 5%.

- Неопределенность, связанная с требованием на минимальное значение величины $M(\pi^+\pi^-)$. Анализ повторялся при отсутствии этого требования. Максимальное отклонение при этом не превысило 6%.
- Неопределенность самой процедуры аппроксимации. Эта неопределенность может возникать из-за недостаточного объема данных моделирования для вычисления нормировки матричного элемента в процедуре минимизации или ввиду систематических сдвигов значений параметров, определенных из минимизации, по отношению к их истинным значениям (смещенность оценок, полученных методом максимального правдоподобия). Для определения необходимой МС статистики проводилась аппроксимация данных с неизменной моделью и идентичными начальными условиями, но с разным количеством событий моделирования для вычисления нормировки матричного элемента. На Рис. 3.15 показаны типичные зависимости параметров модели и итогового значения функции правдоподобия от величины МС статистики. Для проверки корректности метода псевдо-экспериментов при определении полной статистической неопределенности величины f_X , являющейся сложной функцией амплитуд и фаз, этот же подход использовался для определения неопределенности величин, являющихся параметрами аппроксимации. При этом сравниваются неопределенности, полученные из метода псевдо-экспериментов с соответствующими значениями, полученными непосредственно из процедуры аппроксимации экспе-

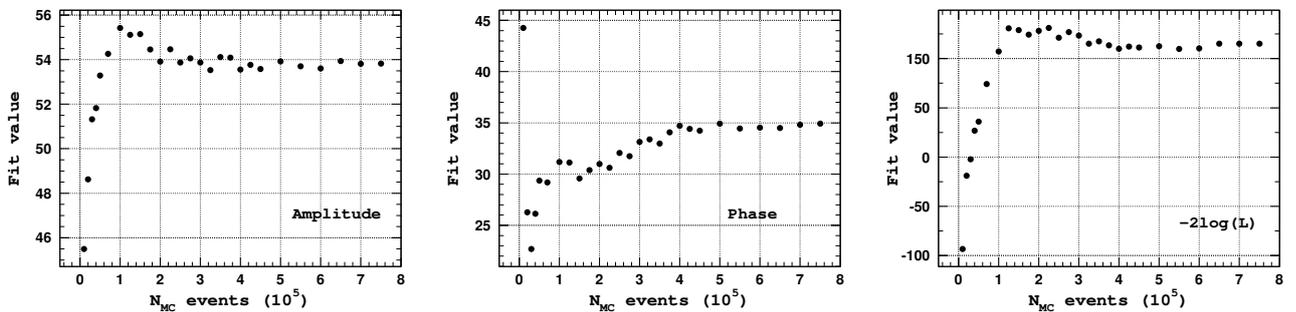


Рисунок 3.15 — Характерные зависимости значения параметра аппроксимации от числа событий моделирования, используемого для вычисления нормировки матричного элемента. Слева направо показаны зависимости для амплитуды, фазы и логарифма функции правдоподобия, соответственно.

риментальных данных. На Рис. 3.16 представлены нормализованные распределения для некоторых параметров основной модели для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$. Нормализованное значение C_{norm} параметра C , полученное из аппроксимации псевдо-эксперимента, вычисляется как

$$C_{\text{norm}} = \frac{C - C_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{exp}}},$$

где C_{exp} – значение соответствующего параметра, использовавшееся при генерации данных псевдо-эксперимента, σ_{exp} – стандартное отклонение этого параметра, полученное при аппроксимации экспериментальных данных. При условии, что распределение параметра, определяемого из аппроксимации экспериментальных данных, является нормальным, после нормализации распределение величины C_{norm} будет стандартным нормальным, то есть с нулевым средним и единичной дисперсией. Отклонение среднего в распределении вели-

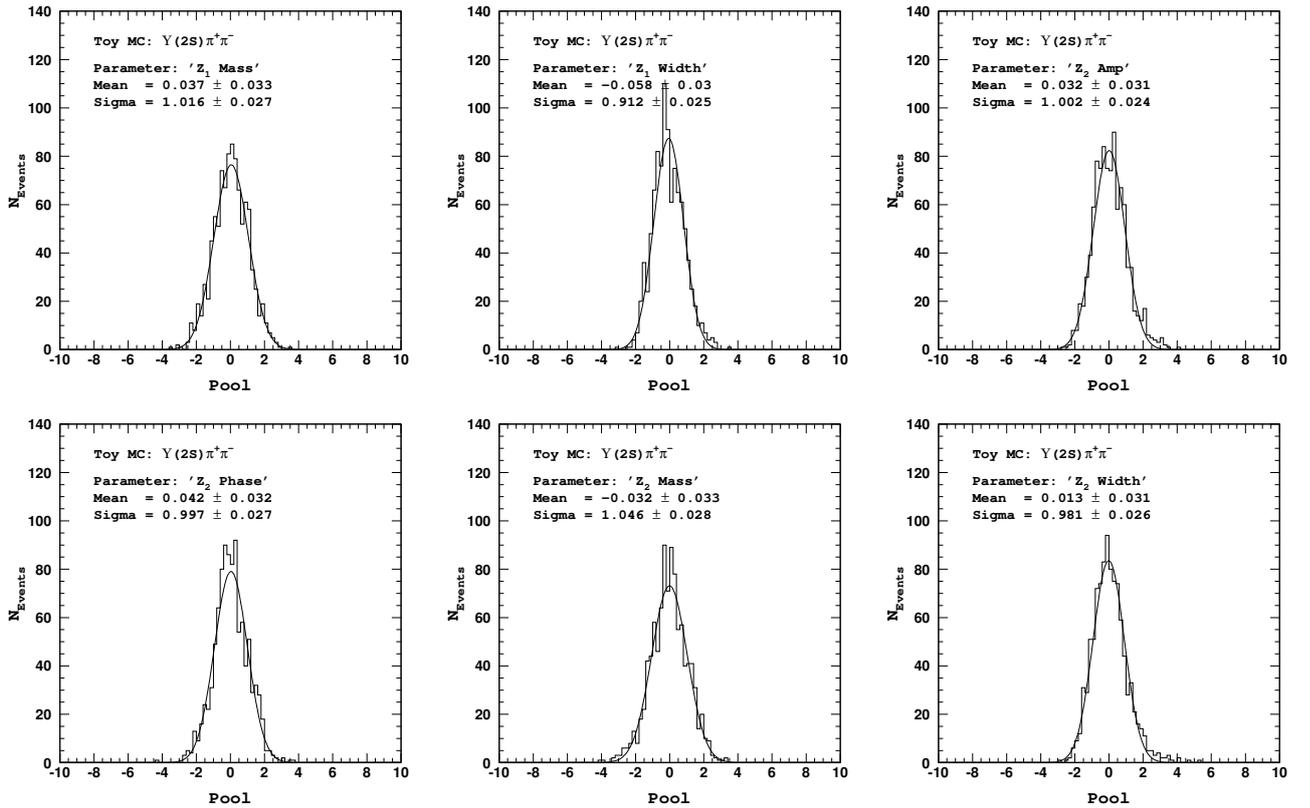


Рисунок 3.16 — Нормализованные распределения для параметров основной модели для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, полученные по 1000 псевдо-экспериментам. Во всех случаях распределение согласуется со стандартным нормальным.

чины C_{norm} является индикатором смещенности полученной оценки. Из Рис. 3.16 видно, что нормализованные распределения для всех приведенных параметров согласуются со стандартным нормальным. Результирующий вклад этих эффектов в систематическую неопределенность составил величину, не превышающую 4%.

Неопределенность в определении массы и ширины Z_b резонансов, связанная с разрешением по инвариантной массе, определялась варьированием ширины функции отклика детектора и не вносит заметного вклада в точность определения этих величин.

В отдельную группу, стоит вынести модельную неопределенность, связанную с некоторым произволом в выборе модели для описания данных. Для оценки этой величины проводилась повторная аппроксимация экспериментальных данных с использованием различных модификаций амплитуды. В частности,

- для параметризации резонансов $Z_b\pi$ использовалась параметризация Флатте, где вторым каналом с пороговым поведением является канал $B\bar{B}^* + c.c.$ для $Z_b(10610)$ и канал $B^*\bar{B}^*$ для $Z_b(10650)$ (детальный анализ этих конечных состояний приведен в Главе 4);
- параметры плохо исследованной структуры $\sigma(500)$ варьировались в процессе минимизации. Полученные значения массы $630 \pm 420 \text{ MeV}/c^2$ и ширины $730 \pm 560 \text{ MeV}$ плохо определяются из имеющегося объема данных и слабо влияют на основные параметры модели (в частности, на параметры резонансов Z_b);
- при анализе конечных состояний $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ изменялась параметризация нерезонансного вклада – вместо линейной зависимости от s_{23} использовалась зависимость от $\sqrt{s_{23}}$;
- вместо вклада $\Upsilon(nS)f_2(1270)$ добавлялась D -волновая компонента в нерезонансную амплитуду;
- при анализе конечного состояния $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ в основную модель добавлялся один из ранее исключенных вкладов, таких как $f_0(980)$ или $f_2(1270)$ и т.д.;
- также при анализе состояния $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ в качестве альтернативы нерезонансный фон параметризовался константой.

Для каждого из вышеприведенных вариантов проводилась аппроксимация данных и определялись параметры модели. Максимальные отклонения

от значений, полученных в основной модели, рассматривались в качестве консервативной оценки модельной неопределенности.

При минимизации функции правдоподобия при анализе конечных состояний $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ обнаружили дополнительные локальные минимумы. Существование дополнительных минимумов связано с наличием в полной амплитуде нескольких сильно перекрывающихся вкладов с одинаковыми квантовыми числами, в данном случае, нескольких скалярных амплитуд: $\sigma(500)$, $f_0(980)$ и нерезонансной. Однако основным результатом интерференции скалярных амплитуд в этих решениях является существенная (до 80%) разница индивидуальных вкладов. Вариация полного вклада скалярной амплитуды и значений остальных параметров модели при этом меняются гораздо слабее и не превышает 9%.

Величина вклада каждого из перечисленных источников определялась для каждого конечного состояния и для каждого физического параметра. В качестве полной величины систематической неопределенности берется квадратичная сумма отдельных вкладов. Доминирующим вкладом в величину систематической неопределенности в конечном состоянии $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ является неопределенность, связанная с выбором физической модели, в то время как вклады вышеперечисленных источников систематических неопределенностей в конечных состояниях $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ более однородны.

3.3.4 Полученные результаты

Значения сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ вычисляются по формуле

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-} = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-}^{\text{vis}}}{1 + \delta_{\text{ISR}}} = \frac{N_{\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-}}{L \cdot \mathcal{B}_{\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-} \cdot \varepsilon_{\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-} (1 + \delta_{\text{ISR}})}, \quad (3.36)$$

где σ_{vis} – так называемое, видимое сечение. То есть для определения «истинного» сечения процесса при заданной энергии в системе центра масс необходимо сделать поправку на излучение в начальном состоянии (ISR). Общепринятым является запись ISR поправки в форме множителя $1/(1 + \delta_{\text{ISR}})$. Процедура

Таблица 9 — Результаты измерения сечений для трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Первая из приведенных неопределенностей является статистической, вторая – систематической. В последней строке для сравнения представлены результаты, полученные ранее в работе [73].

Параметр	$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$
N_{sig}	2090 ± 115	2476 ± 97	628 ± 41
Эффективность, %	45.9	39.0	24.4
$\mathcal{B}_{\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-}$, [43]	2.48 ± 0.05	1.93 ± 0.17	2.18 ± 0.21
$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-}^{vis}$, пб	$1.51 \pm 0.08 \pm 0.09$	$2.71 \pm 0.11 \pm 0.30$	$0.97 \pm 0.06 \pm 0.11$
$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-}$, пб	$2.29 \pm 0.12 \pm 0.14$	$4.11 \pm 0.16 \pm 0.45$	$1.47 \pm 0.09 \pm 0.16$
$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-}^{vis}$, пб [73]	$1.61 \pm 0.10 \pm 0.12$	$2.35 \pm 0.19 \pm 0.32$	$1.44_{-0.45}^{+0.55} \pm 0.19$

определения ISR поправки детально описана в классической работе [103]. В частности, для определения величины ISR поправки необходимо знать поведение изучаемого сечения при энергиях меньших текущего значения энергии в системе центра масс, что не всегда известно. При отсутствии этой информации связанная с этим систематическая неопределенность может вносить существенный вклад в общую величину погрешности. В нашем случае, энергетическая зависимость сечений $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ в области энергий от 10.67 ГэВ до 11.02 ГэВ была изучена ранее в эксперименте Belle [73]. В результате этого исследования было установлено, что сечения $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ в области $\Upsilon(10860)$ ведут себя резонансным образом и вклад от нерезонансного рождения мал. Используя эти результаты, была определена величина ISR поправки $1/(1 + \delta_{ISR}) = 0.659 \pm 0.015$. Приведенная неопределенность в величине этой поправки определяется неопределенностью параметров резонанса $\Upsilon(10860)$ и возможным наличием небольшого нерезонансного вклада. Как видно, остаточное влияние этих факторов невелико. Как уже было упомянуто, полный интеграл светимости составляет $L = 121.4 \text{ фб}^{-1}$, эффективность восстановления $\varepsilon_{\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-}$ каждого конечного состояния определяется из моделирования с учетом неравномерного распределения событий по фазовому пространству (по основной модели), эффективности триггера и излучения в конечном состоянии. В качестве вероятности перехода $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ используются соответствующие среднемировые значения [43]. Сечения в борновском приближении могут быть получены введением в выражение (3.36) поправ-

Таблица 10 — Результаты амплитудного анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$.

Параметр	$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$
$f_{Z_b^\mp(10610)\pi^\pm}$, %	$4.8 \pm 1.2^{+1.5}_{-0.3}$	$18.1 \pm 3.1^{+4.2}_{-0.3}$	$30.0 \pm 6.3^{+5.4}_{-7.1}$
$M_{Z_b(10610)}$, MeV/ c^2	$10608.5 \pm 3.4^{+3.7}_{-1.4}$	$10608.1 \pm 1.2^{+1.5}_{-0.2}$	$10607.4 \pm 1.5^{+0.8}_{-0.2}$
$\Gamma_{Z_b(10610)}$, MeV	$18.5 \pm 5.3^{+6.1}_{-2.3}$	$20.8 \pm 2.5^{+0.3}_{-2.1}$	$18.7 \pm 3.4^{+2.5}_{-1.3}$
$f_{Z_b^\mp(10650)\pi^\pm}$, %	$0.87 \pm 0.32^{+0.16}_{-0.12}$	$4.05 \pm 1.2^{+0.95}_{-0.15}$	$13.3 \pm 3.6^{+2.6}_{-1.4}$
$M_{Z_b(10650)}$, MeV/ c^2	$10656.7 \pm 5.0^{+1.1}_{-3.1}$	$10650.7 \pm 1.5^{+0.5}_{-0.2}$	$10651.2 \pm 1.0^{+0.4}_{-0.3}$
$\Gamma_{Z_b(10650)}$, MeV	$12.1^{+11.3+2.7}_{-4.8-0.6}$	$14.2 \pm 3.7^{+0.9}_{-0.4}$	$9.3 \pm 2.2^{+0.3}_{-0.5}$
ϕ_Z , град.	$67 \pm 36^{+24}_{-52}$	$-10 \pm 13^{+34}_{-12}$	$-5 \pm 22^{+15}_{-33}$
$c_{Z_b(10650)}/c_{Z_b(10610)}$	$0.40 \pm 0.12^{+0.05}_{-0.11}$	$0.53 \pm 0.07^{+0.32}_{-0.11}$	$0.69 \pm 0.09^{+0.18}_{-0.07}$
$f_{\Upsilon(nS)f_2(1270)}$, %	$14.6 \pm 1.5^{+6.3}_{-0.7}$	$4.09 \pm 1.0^{+0.33}_{-1.0}$	—
$f_{\Upsilon(nS)(\pi^+\pi^-)_S}$, %	$86.5 \pm 3.2^{+3.3}_{-4.9}$	$101.0 \pm 4.2^{+6.5}_{-3.5}$	$44.0 \pm 6.2^{+1.8}_{-4.3}$
$f_{\Upsilon(nS)f_0(980)}$, %	$6.9 \pm 1.6^{+0.8}_{-2.8}$	—	—

ки $|1 - \Pi|^2$, учитывающей поляризацию вакуума. В работе [104] приводится значение поправки для широкого диапазона энергий и для нашей области энергий она равна $|1 - \Pi|^2 = 0.9286$. Результаты вычислений представлены в Таблице 9, где также для сравнения приведены результаты предыдущих измерений из работы [73]. Наши более точные измерения в пределах приведенных неопределенностей согласуются с полученными ранее результатами.

Перечень основных результатов амплитудного анализа приведен в Таблице 10, где кроме масс и ширин резонансов Z_b также приведены относительные вклады f_X квазидвухчастичных амплитуд в трехчастичные амплитуды $\mathcal{M}_{\Upsilon(nS)\pi\pi}$. Таким образом, были вычислены относительные вклады процессов $e^+e^- \rightarrow Z_b\pi$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)f_2$, приведенные в Таблице 10. При вычислении относительного вклада состояний, где $\pi^+\pi^-$ система находится в S -волне, большую неопределенность, как было указано ранее, вносит их взаимная интерференция, приводящая к появлению дополнительных минимумов функции правдоподобия. По этой причине для таких каналов был определен их полный вклад $f_{\Upsilon(nS)(\pi^+\pi^-)_S}$ в трехчастичное сечение, как показано в Таблице 10. Полный S -волновой вклад является существенно более стабильной величиной.

Тем не менее, мы выделили вклад от канала $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)f_0(980)$. Ввиду того, что $f_0(980)$ имеет сравнительно малую собственную ширину и ярко

выраженную интерференционную структуру с нерезонансной амплитудой, систематическая неопределенность в определении его величины оказалась существенно меньше, чем, например, для канала $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\sigma(500)$. Статистическая значимость сигнала $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)f_0(980)$ превышает восемь стандартных отклонений, то есть наличие этого вклада может считаться надежно установленным. Это первое наблюдение указанного процесса.

Кроме того, в качестве результата приводится отношение амплитуд $c_{Z_{10610}}/c_{Z_{10650}}$ двух Z_b состояний и их относительная фаза. Подробное обсуждение полученных результатов в контексте существующих феноменологических моделей будет проведено в Главе 6.

В заключение, комбинируя результаты измерения сечений трехчастичных процессов из Таблицы 9 с результатами амплитудного анализа из Таблицы 10, вычислим произведение $\sigma_{Z_b^\pm\pi^\mp} \times \mathcal{B}_{\Upsilon(nS)\pi^\mp}$, где $\sigma_{Z_b^\pm\pi^\mp}$ – сечение e^+e^- аннигиляции в $Z_b^\pm\pi^\mp$, а $\mathcal{B}_{\Upsilon(nS)\pi^\mp}$ – вероятности распада Z_b^\pm в $\Upsilon(nS)\pi^\pm$:

$$\begin{aligned}
\sigma_{Z_b^\pm(10610)\pi^\mp} \times \mathcal{B}_{\Upsilon(1S)\pi^\mp} &= 110 \pm 27_{-10}^{+36} \quad \text{фб}, \\
\sigma_{Z_b^\pm(10610)\pi^\mp} \times \mathcal{B}_{\Upsilon(2S)\pi^\mp} &= 744 \pm 127_{-86}^{+190} \quad \text{фб}, \\
\sigma_{Z_b^\pm(10610)\pi^\mp} \times \mathcal{B}_{\Upsilon(3S)\pi^\mp} &= 442 \pm 93_{-115}^{+93} \quad \text{фб}, \\
\sigma_{Z_b^\pm(10650)\pi^\mp} \times \mathcal{B}_{\Upsilon(1S)\pi^\mp} &= 20 \pm 7_{-3}^{+4} \quad \text{фб}, \\
\sigma_{Z_b^\pm(10650)\pi^\mp} \times \mathcal{B}_{\Upsilon(2S)\pi^\mp} &= 167 \pm 49_{-21}^{+43} \quad \text{фб}, \\
\sigma_{Z_b^\pm(10650)\pi^\mp} \times \mathcal{B}_{\Upsilon(3S)\pi^\mp} &= 196 \pm 54_{-25}^{+43} \quad \text{фб},
\end{aligned} \tag{3.37}$$

где первая приведенная неопределенность статистическая, а вторая – систематическая.

3.4 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$

Описанное выше наблюдение Z_b^\pm резонансов в системе $\Upsilon\pi^\pm$ позволяет сделать однозначный вывод об их изовекторной природе. В таком случае было бы естественно ожидать наличие резонансов Z_b^0 в нейтральном канале $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$. При условии выполнения изоспиновых соотношений между заряженной и нейтральной компонентами, ожидаемый сигнал в два раза меньше того, что наблюдается в комбинации заряженных каналов. Такой

анализ был выполнен с использованием данных, полученных в эксперименте Belle [105].

3.4.1 Отбор сигнальных событий

Ввиду сравнительной мягкости энергетического спектра фотонов из распадов нейтральных пионов в процессах $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$, где $n = 1, 2, 3$, эффективность восстановления $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ почти в два раза меньше, чем эффективность восстановления заряженного пиона в дрейфовой камере. Для подавления существенно более высокого (чем в модах с заряженными пионами) ожидаемого комбинаторного фона при восстановлении низкоэнергетических нейтральных пионов, в этом анализе накладывались более жесткие условия для отбора сигнальных событий, что также приводит к уменьшению эффективности восстановления событий сигнала.

Чтобы частично компенсировать потерю эффективности, $\Upsilon(nS)$ состояния восстанавливаются не только в канале $\mu^+\mu^-$, но также и в канале e^+e^- . В дальнейшем, для краткости, комбинацию этих двух каналов будем обозначать как l^+l^- . Кроме того, $\Upsilon(2S)$ восстанавливался в канале $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ с последующим распадом $\Upsilon(1S) \rightarrow l^+l^-$.

Источником основного фона в конечном состоянии с нейтральными пионами является наличие большого числа комбинаторных кластеров в электромагнитном калориметре детектора, возникающих из-за рассеяния частиц пучков на остаточном газе вакуумной камеры, а также из-за тормозного излучения. Для подавления этого фона накладывались дополнительные условия на кластеры калориметра, рассматриваемые как фотоны из распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$:

- $E_\gamma > 50$ МэВ для кластеров в цилиндрической части калориметра и $E_\gamma > 75$ МэВ для кластеров в торцевых частях;
- для комбинаций двух фотонов выполнялась кинематическая реконструкция с условием равенства инвариантной массы двух фотонов среднемировому значению массы π^0 [43]. При этом вычислялась величина χ^2 кинематической реконструкции четырех фотонов в два π^0 , и для восстановления сигнальных событий требовалось чтобы сумма

$\chi^2(\pi_1^0) + \chi^2(\pi_2^0)$ была меньше 20 для моды $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и меньше 10 для моды $\Upsilon(nS) \rightarrow e^+e^-$.

Количество сигнальных событий $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ определяется из аппроксимации распределения по массе отдачи к системе двух нейтральных пионов, $M_{\text{miss}}(\pi^0\pi^0)$, распределения по которой для всех каналов показаны на Рис. 3.17. При этом форма распределения для событий сигнала, определенная из моделирования методом Монте Карло, состоит из суммы двух функций Гаусса, и при аппроксимации экспериментальных распределений фиксируется. Распределение комбинаторного фона параметризуется эмпирической функцией, являющейся суммой константы и растущей экспоненты. Результаты аппроксимации показаны на Рис. 3.17, а численные значения параметров приведены в Таблице 11.

Для канала $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$, $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ на Рис. 3.17(c) показано распределение по инвариантной массе $M(\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)$, при вычислении которой производится кинематическая реконструкция пары $\mu^+\mu^-$ с условием равенства их инвариантной массы среднемировому значению массы $\Upsilon(1S)$. Такая процедура позволяет существенно улучшить разрешение по инвариантной массе комбинации $M(\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)$. Результирующее разрешение определяется из моделирования и составляет величину около 5 МэВ/ c^2 . При аппроксимации распределения по $M(\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)$ сигнал от распада $\Upsilon(2S)$ параметризуется функцией Гаусса с фиксированной шириной и положением максимума, вклад фоновых событий мал и хорошо описывается простой константой. Второй пик в области масс 10.3 ГэВ/ c^2 на Рис. 3.17(c)

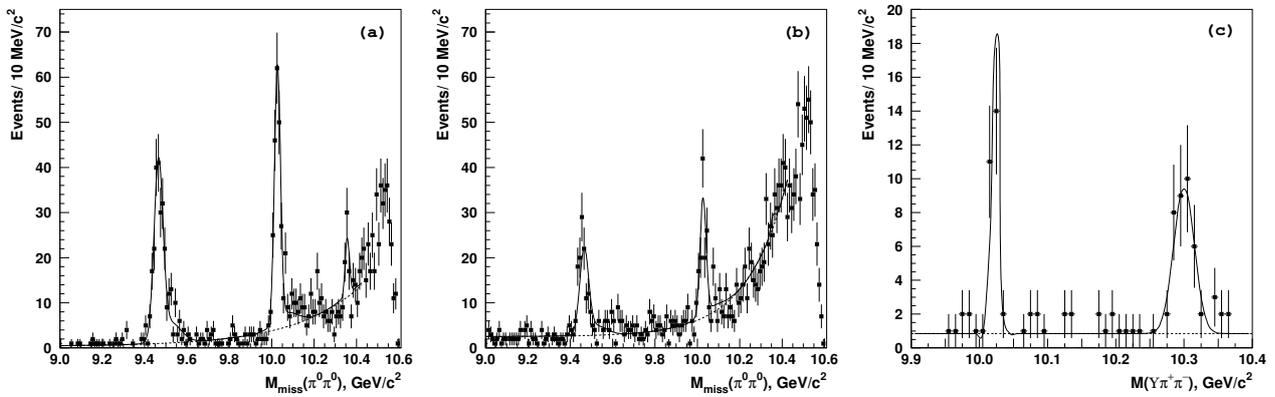


Рисунок 3.17 — Распределение по массе отдачи к системе $\pi^0\pi^0$ для отобранных событий $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ в канале (a) $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$, (b) $\Upsilon(nS) \rightarrow e^+e^-$ и (c) $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(1S) \rightarrow l^+l^-$.

Таблица 11 — Результаты аппроксимации распределений, показанных на Рис. 3.17. В таблице приведено полное число сигнальных событий (N_{sig}), определение сигнальной области, полное число событий попавших в сигнальную область (N_{evt}) и относительная доля сигнальных событий f_{sig} среди всех событий в сигнальной области.

Канал	N_{sig}	Область сигнала, ГэВ/ c^2	N_{evt}	f_{sig}
$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	261 ± 15	$9.41 < M_{miss}(\pi^0\pi^0) < 9.53$	247	0.95
$\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-$	123 ± 13	$9.41 < M_{miss}(\pi^0\pi^0) < 9.53$	140	0.78
$\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	241 ± 18	$9.99 < M_{miss}(\pi^0\pi^0) < 10.07$	253	0.87
$\Upsilon(2S) \rightarrow e^+e^-$	108 ± 13	$9.99 < M_{miss}(\pi^0\pi^0) < 10.07$	151	0.66
$\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	24 ± 5	$10.00 < M(\Upsilon\pi^+\pi^-) < 10.05$	28	0.86
$\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	49 ± 12	$10.33 < M_{miss}(\pi^0\pi^0) < 10.39$	103	0.43
$\Upsilon(3S) \rightarrow e^+e^-$	9 ± 14	не используется	—	—

является кинематическим отражением процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, где $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$ и $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Численные значения результатов аппроксимации также приведены в Таблице 11.

Ввиду того, что для $\Upsilon(3S)$ вероятность перехода в $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ примерно в четыре раза меньше чем для $\Upsilon(2S)$, и сигнал от $\Upsilon(3S)$ перекрывается с описанным выше отражением, восстанавливать процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$ в этом канале не представляется целесообразным.

Дальнейшая последовательность анализа динамики переходов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ аналогична той, что использовалась в анализе процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, поэтому не будем приводить все детали, отметив лишь существенные моменты.

Так, ввиду малой статистики, при анализе нейтральных конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ используется упрощенный вариант амплитудного анализа, аналогичный тому, что был применен нами ранее в работе [93]. В этом подходе проводится анализ лишь двумерной проекции полного 6-мерного фазового пространства на плоскость $M^2(\Upsilon(nS)\pi^0) - M^2(\pi^0\pi^0)$. Это эквивалентно интегрированию по остальным переменным фазового пространства.

Распределение фоновых событий по Далиц плоскости определяется используя события из областей, соседних с соответствующей сигнальной областью, как приведено в Таблице 12. Плотность распределения фоновых

Таблица 12 — Определение областей, используемых для определения распределения фоновых событий по фазовому пространству.

Канал	Область фона, ГэВ/ c^2
$\Upsilon(1S)[l^+l^-]\pi^0\pi^0$	$M_{\text{miss}}(\pi^0\pi^0) \subset [9.20 : 9.35] \cup [9.60 : 9.75]$
$\Upsilon(2S)[l^+l^-]\pi^0\pi^0$	$M_{\text{miss}}(\pi^0\pi^0) \subset [9.80 : 9.95] \cup [10.15 : 10.30]$
$\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$M(\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-) \subset [9.90 : 9.95] \cup [10.10 : 10.20]$
$\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	$M_{\text{miss}}(\pi^0\pi^0) \subset [10.15 : 10.30] \cup [10.45 : 10.50]$

событий параметризуется функцией

$$B(s_1, s_2) = 1 + p_1 e^{-q_1 s_3} + p_2 e^{-q_2 (s_{\min} - c_2)}, \quad (3.38)$$

где $s_3 = M^2(\pi^0\pi^0)$, $s_{\min} = \min(s_1, s_2)$ и $s_{1,2} = M^2(\Upsilon(nS)\pi_{1,2}^0)$, а p_1 , p_2 , q_1 и q_2 – параметры, определяемые из аппроксимации. Величина c_2 – константа, определенная как $(m_{\Upsilon(nS)} + m_{\pi^0})^2$. Результаты аппроксимации распределения фоновых событий этой моделью представлены на Рис. 3.18.

На Рис. 3.19(а-с) показаны Далиц распределения для событий из сигнальных областей, для конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$. Определение сигнальных областей дано в Таблице 11. Ввиду малой статистики и существенно большего, чем в конечных состояниях с заряженными пионами, фона, на Далиц распределениях, структура сигнала явным образом не просматривается.

Как и ранее, амплитуда перехода для изучаемых процессов параметризуется суммой двухчастичных амплитуд и нерезонансным вкладом:

$$\mathcal{M}(s_1, s_2) = A_{Z_1\pi} + A_{Z_2\pi} + A_{\Upsilon f_0} + A_{\Upsilon f_2} + A_{\text{nr}}, \quad (3.39)$$

которая в общем виде состоит из вкладов $Z_1\pi$ и $Z_2\pi$, $\Upsilon(nS)f_0$ и $\Upsilon(nS)f_2$. Ввиду наличия двух тождественных пионов в конечном состоянии, амплитуда процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ симметризована по отношению к перестановке этих двух частиц, то есть относительно перестановки $s_1 \leftrightarrow s_2$:

$$\mathcal{M}(s_1, s_2) \rightarrow \mathcal{M}(s_1, s_2) + \mathcal{M}(s_2, s_1)$$

Ограниченная статистика не позволяет сделать все параметры модели свободными, поэтому параметры всех резонансов, входящих в полную амплитуду, включая массы и ширины Z_b резонансов, фиксировались. Кроме того,

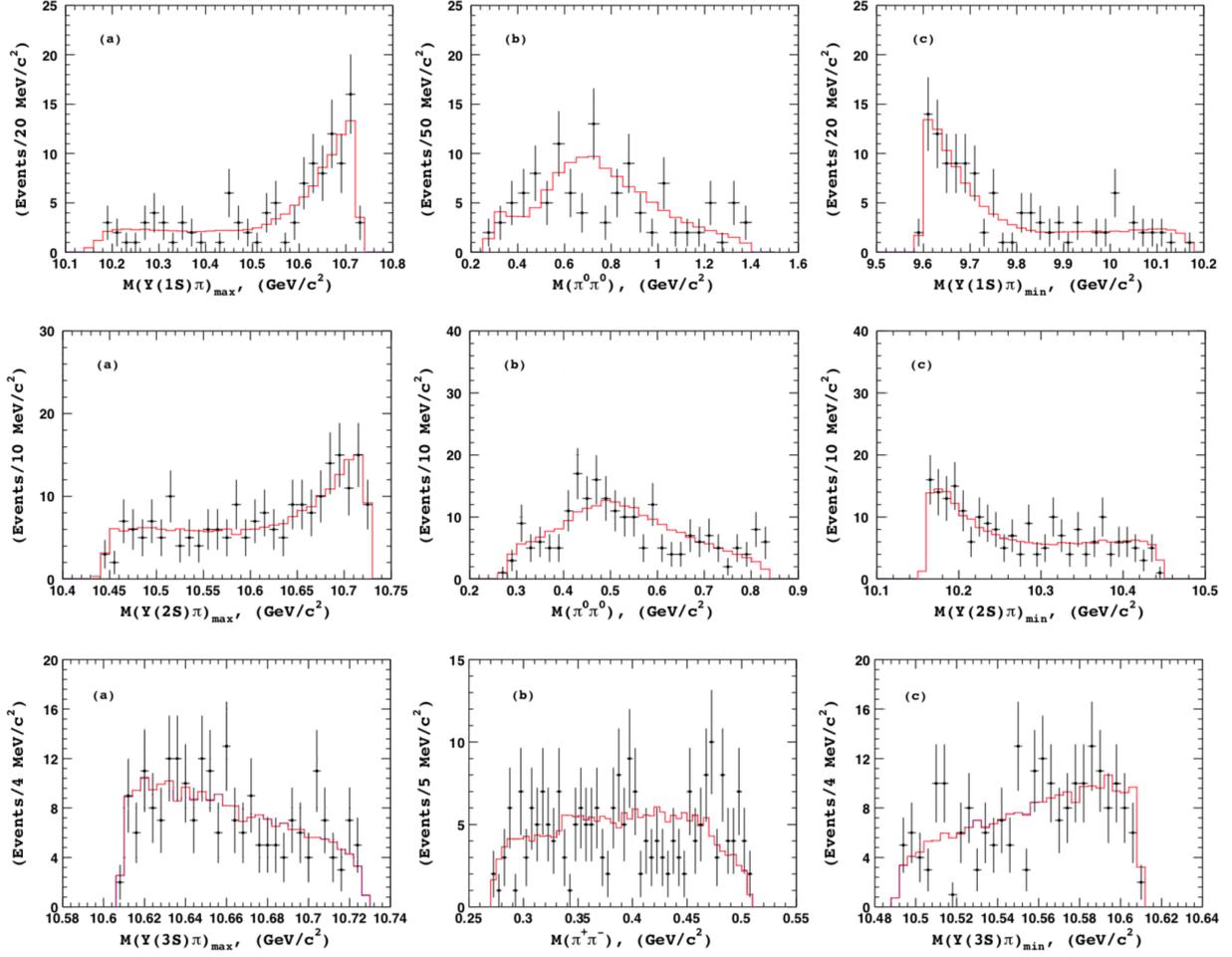


Рисунок 3.18 — Сравнение распределений экспериментальных данных из внесигнальных областей для $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$ (верхний ряд), $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ (средний ряд) и $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$ (нижний ряд), показанных точками с соответствующими статистическими неопределенностями, и результатов аппроксимации функцией 3.38, показанных гистограммой.

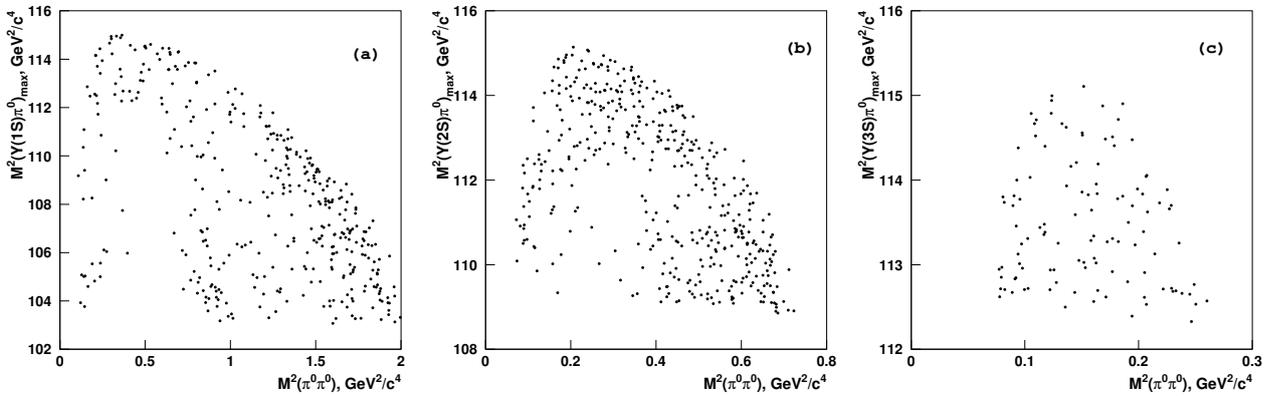


Рисунок 3.19 — Далиц распределения для отобранных событий (a) $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$, (b) $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ и (c) $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$ из соответствующих сигнальных областей.

для параметризации вкладов от Z_b использовалась гипотеза $J^P = 1^+$, имеющая наилучшее согласие с экспериментом при анализе процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$.

Результаты аппроксимации негруппированных данных методом максимального правдоподобия представлены на Рис. 3.20. Численные значения полученных параметров как основной модели, так и альтернативных моделей, использовавшихся для определения модельных неопределенностей, приведены в Таблицах 13 и 14. Как видно из Рис. 3.20, распределения по двухчастичным инвариантным массам $\Upsilon(nS)\pi^0$ и $\pi^0\pi^0$ схожи с соответствующими

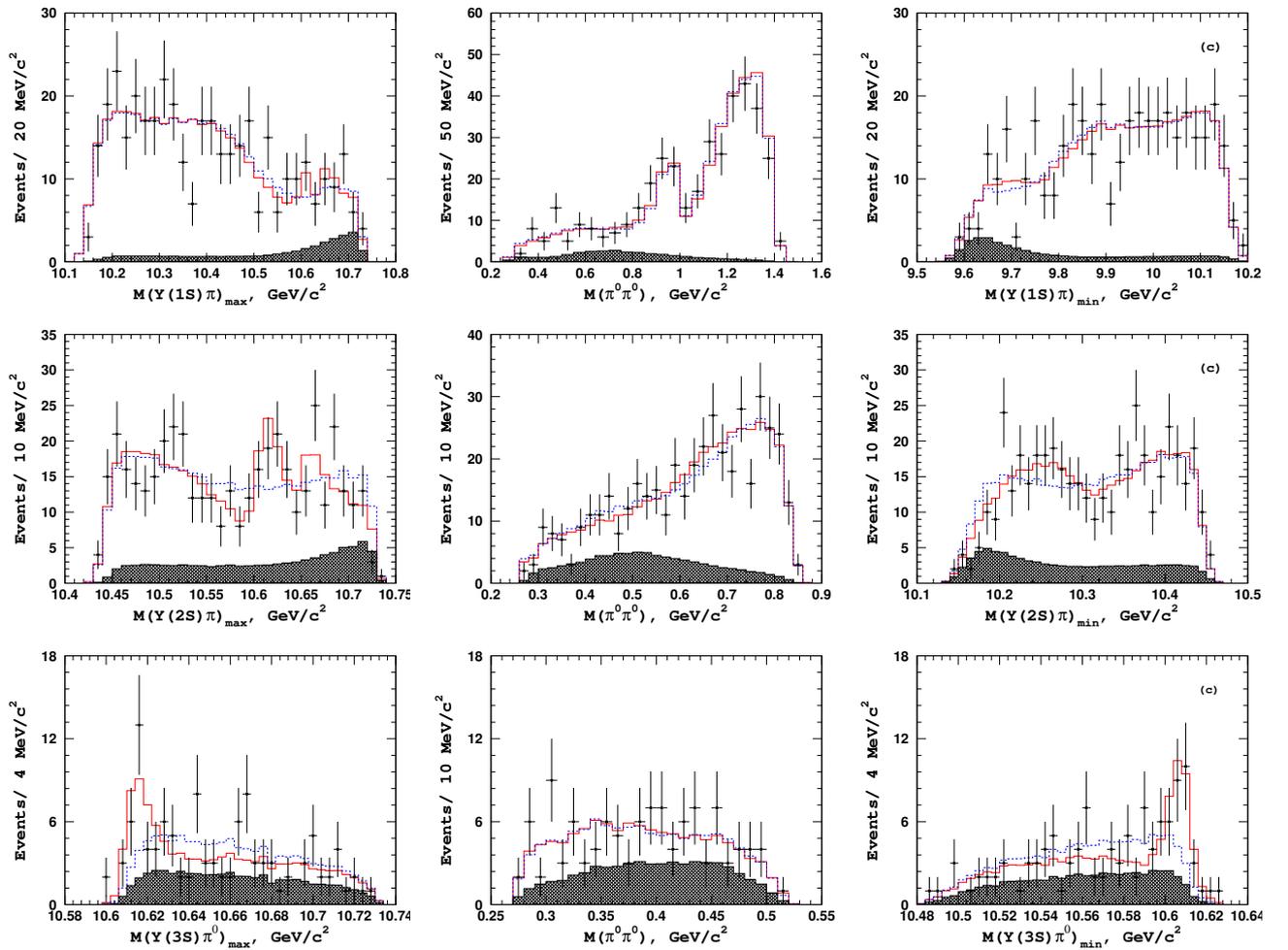


Рисунок 3.20 — Сравнение распределения экспериментальных данных, показанных точками, с результатами аппроксимации моделью включающей состояния Z_b (сплошная гистограмма), и моделью, не содержащей этих состояний (пунктирная гистограмма). Заштрихованной гистограммой показано распределение фоновых событий. Верхний ряд для конечного состояния $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$, средний для $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ и нижний для $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$.

Таблица 13 — Результаты амплитудного анализа конечных состояний $\Upsilon(1,3S)\pi^0\pi^0$. Значения относительных фаз приведены в градусах. Коэффициент a_{nr_1} и фаза ϕ_{nr_1} нерезонансной амплитуды фиксированы равными 10.0 и 0.0, соответственно.

Модель	$\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$	$\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$	$\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$	$\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$	$\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$
		без Z_b 's		только Z_1^0	без Z_b 's
$A(Z_1^0)$	$0.50^{+0.34}_{-0.30}$	—	$1.07^{+1.45}_{-0.33}$	$1.09^{+0.75}_{-0.31}$	—
$\phi(Z_1^0)$	324 ± 50	—	158 ± 25	149 ± 24	—
$A(Z_2^0)$	$0.60^{+0.51}_{-0.47}$	—	$0.32^{+1.18}_{-0.32}$	—	—
$\phi(Z_2^0)$	301 ± 60	—	252 ± 81	—	—
$A(f_2)$	15.7 ± 2.0	14.6 ± 1.6	—	—	—
$\phi(f_2)$	60 ± 11	51 ± 9	—	—	—
$A(f_0)$	1.07 ± 0.15	0.97 ± 0.12	—	—	—
$\phi(f_0)$	168 ± 11	163 ± 10	—	—	—
a_{nr_2}	15.2 ± 1.2	13.9 ± 0.7	50.5 ± 14.1	44.8 ± 12.5	48.0 ± 12.7
ϕ_{nr_2}	162 ± 4	161 ± 4	155 ± 15	153 ± 14	151 ± 15
$-2L$	-316.7	-312.4	-31.3	-30.7	-5.3

Таблица 14 — Аналогично Таблице 13, но для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$.

Решение	А			В		
	без Z_b	только Z_1	оба Z_b	без Z_b	только Z_1	оба Z_b
$A(Z_1^0)$	—	$0.46^{+0.15}_{-0.11}$	$0.58^{+0.21}_{-0.14}$	—	$1.35^{+0.64}_{-0.33}$	1.42 ± 0.48
$\phi(Z_1^0)$	—	243 ± 14	247 ± 14	—	88 ± 18	91 ± 21
$A(Z_2^0)$	—	—	$0.37^{+0.20}_{-0.16}$	—	—	0.66 ± 0.40
$\phi(Z_2^0)$	—	—	235 ± 27	—	—	124 ± 37
$A(f_2)$	28.2 ± 7.0	23.9 ± 7.3	18.2 ± 7.3	41.8 ± 9.0	48.7 ± 15.4	43.3 ± 15.6
$\phi(f_2)$	28 ± 10	28 ± 13	36 ± 21	359 ± 14	10 ± 16	132 ± 19
$A(f_0)$	8.2 ± 2.1	10.5 ± 1.9	11.5 ± 1.9	13.3 ± 3.6	13.4 ± 4.2	12.6 ± 4.9
$\phi(f_0)$	210 ± 8	213 ± 7	211 ± 6	131 ± 11	134 ± 15	132 ± 19
a_{nr_2}	24.6 ± 4.2	31.8 ± 4.3	34.7 ± 4.9	44.2 ± 10.1	50.4 ± 12.2	50.8 ± 13.7
ϕ_{nr_2}	93 ± 15	85 ± 13	80 ± 12	290 ± 16	291 ± 22	288 ± 25
$-2L$	-154.5	-186.6	-193.1	-155.4	-186.3	-191.2

ющими распределениями для конечных состояний с заряженными пионами, приведенными на Рис. 3.6.

Для поиска глобального минимума функции правдоподобия, процедура минимизации для каждого из конечных состояний проводилась 1000 раз со случайными начальными значениями для относительных амплитуд и фаз. В результате, для моды $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$ было найдено два решения.

3.4.2 Оценка систематических погрешностей

Основные источники систематических неопределенностей при определении сечений трехчастичных процессов приведены в Таблице 15. Поправка на излучение в начальном состоянии составляет $(1 + \delta_{ISR}) = 0.666 \pm 0.013$. Небольшое отличие полученного значения ISR от того, что было использовано в конечных состояниях с заряженными пионами, связано с различием в требовании на полную восстановленную энергию и импульс системы $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$. При вычислении радиационной поправки предполагалось, что энергетическая зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ аналогична зависимости, измеренной для процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ [73]. Так как вероятность распада $\Upsilon(3S) \rightarrow e^+e^-$ не измерена, она предполагалась равной значению вероятности распада $\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, исходя из лептонной универсальности. Неопределенность в определении эффективности реконструкции сигнальных событий оценивалась путем вариации условий отбора и для конечных состояний $\Upsilon(1,2S)\pi^0\pi^0$ не превышает 4%. Для конечного состояния $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$ такой подход не позволяет корректно определить величину систематической неопределенности из-за малого числа сигнальных событий. Поэтому для этого состояния соответствующая величина также считалась равной 4%.

Неопределенность, связанная с описанием формы сигнальных распределений и параметризацией фона, оценивалась путем варьирования границ интервалов, в которых проводится аппроксимация, заменой параметризации сигнальных распределений с комбинации двух функций Гаусса на более простой вариант, состоящий из единственной функции Гаусса, а также заменой параметризации формы фона с помощью полиномиальной функции,

Таблица 15 — Список основных источников систематической неопределенности. Величины указаны в %.

Источник	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$	$\Upsilon(3S)$
МС	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0
Форма сигнала/фона	3.0	3.0	4.0	5.0	5.0	15.0	50
$Br(\Upsilon(nS) \rightarrow X)$ [43]	2.0	4.6	8.8	8.4	3.3	9.6	9.6
ID лептонов	1.0	3.0	1.0	3.0	2.5	1.0	3.0
Треки	0.7	0.7	0.7	0.7	1.7	0.7	0.7
π^0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0
Светимость	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
Триггер	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
$1 + \delta_{ISR}$	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
Итого для σ_{vis}	7.8	9.3	11.9	12.3	9.6	19.1	52
Итого для σ	8.1	9.5	12.1	12.5	9.8	19.2	52

максимальная степень которой варьировалась. Систематика, связанная с идентификацией лептонов, определяется непосредственно из экспериментальных данных, используя процессы $\Upsilon(10860) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(nS) \rightarrow l^+l^-$. Неопределенность в эффективности восстановления треков определяется из анализа полностью и частично восстановленных событий процесса $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$, где $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$. Неопределенность, связанная с восстановлением π^0 , оценивается из анализа процесса $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$. Эффективность триггера для малочастичных конечных состояний определялась из моделирования и для конечных состояний, рассматриваемых в нашем исследовании, составила 94-99%, в зависимости от канала распада. Консервативная оценка соответствующей неопределенности составляет 2%. Неопределенность, связанная с величиной радиационной поправки, определялась варьированием параметров сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ – ширины и массы $\Upsilon(10860)$ резонанса – на величину их неопределенностей, а также добавлением возможного нерезонансного вклада в сечение. При комбинировании различных каналов распада для одного и того же процесса предполагалась полная корреляция всех систематических неопределенностей, за исключением вклада от идентификации лептонов. В результате, полная систематическая неопределенность

Таблица 16 — Список основных источников систематической неопределенности в величине относительных долей индивидуальных вкладов в трехчастичные амплитуды.

Вклад, %	Модель	Эффек- тивность	Отклик детектора	Форма фона	Энергия	Сумма
$\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$						
$Z_b(10610)$	+0.5 -0.3	+0.2 -0.1	± 0.04	± 0.07	± 0.04	+0.5 -0.3
$Z_b(10650)$	+0.5 -0.3	+0.2 -0.1	± 0.02	+0.13 -0.06	± 0.01	+0.5 -0.3
$f_2(1275)$	+7.7 -4.4	+0.7 -0.8	± 0.02	+0.5 -0.9	± 0.1	+7.8 -4.5
S -волна	+5.5 -2.8	+0.6 -1.0	± 0.05	+0.9 -1.4	± 0.7	+5.6 -3.4
$\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$, решение А						
$Z_b(10610)$	+1.4 -3.0	+0.6 -0.3	± 2.1	+1.8 -2.4	± 0.2	+3.2 -4.4
$Z_b(10650)$	+1.1 -0.6	+0.1 -0.03	± 0.8	+0.5 -0.6	± 0.1	+1.5 -1.2
$f_2(1275)$	+0.3 -0.8	± 0.8	± 0.8	+3.6 -1.6	± 0.1	+3.8 -2.1
S -волна	+3.8 -0.7	+2.5 -2.3	± 0.5	+3.9 -6.0	± 0.5	+6.0 -6.5
$\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$, решение В						
$Z_b(10610)$	+4.0 -11	+0.7 -1.6	± 0.6	+0.5 -2.2	± 0.6	+4.2 -11
$Z_b(10650)$	+0.3 -0.1	+0.07 -0.1	± 1.0	+0.4 -0.6	± 0.3	± 1.2
$f_2(1275)$	+0.4 -3.6	+0.8 -0.6	± 0.3	+3.2 -1.6	± 2.1	+3.9 -4.5
S -волна	+5 -15	+1.5 -1.4	± 0.5	+2 -10	± 2	+6 -18
$\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$						
$Z_b(10610)$	+2 -5	± 5	+1.3 -0.4	+13 -8	± 0.8	+14 -11
$Z_b(10650)$	+2.7 -0.8	+1.4 -0.6	+1.4 -1.0	+1.1 -1.2	± 0.02	+3.5 -1.9
S -волна	+12 -7	± 1	+2 -5	+13 -15	± 0.3	+18 -17

составляет 8.6%, 12.3% и 19.2% для $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ при $n = 1, 2$ и 3 , соответственно.

В таблице 16 приведены результаты изучения источников систематических неопределенностей, дающих основной вклад при измерении относительных долей отдельных вкладов в трехчастичные амплитуды. Модельная неопределенность, в основном, связана с неопределенностью выбора параметризации S -волнового вклада. Для оценки этого вклада использовались следующие вариации в параметризации этого вклада: добавление вклада от резонанса $f_0(500)$, который параметризовался функцией Брейта-Вигне-

ра с параметрами $M = 600 \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma = 400 \text{ МэВ}$; альтернативная параметризация нерезонансной амплитуды $A_{nr} = a_{nr} + b_{nr}e^{i\phi}M(\pi^0\pi^0)$; модель с исключенной амплитудой $f_0(980)$; а также модель с $a_{nr} = 0$. Еще одним источником систематической неопределенности является возможная чувствительность результата к эффективности восстановления низкоэнергетических нейтральных пионов. Для оценки связанной с этим эффектом систематической неопределенности проводилась повторная аппроксимация данных с учетом возможного отклонения эффективности восстановления π^0 от определенной по моделированию на 10%, что является типичной точностью согласия моделирования и данных для процессов с участием низкоэнергетических π^0 -мезонов. Влияние точности определения функции отклика детектора определялось варьированием разрешения в пределах от 4 до 8 $\text{МэВ}/c^2$ (номинальное значение 6 $\text{МэВ}/c^2$). Ввиду отсутствия узких резонансов в промежуточных состояниях, вклад этого фактора сравнительно мал. Неопределенность в параметризации распределения фоновых событий изучалась путем вариации выбора фоновой области. Так, в качестве фоновой использовалась только область слева или только справа от соответствующего резонанса $\Upsilon(nS)$. Кроме того, в пределах своей статистической неопределенности варьировалась доля сигнальных событий в полном числе событий в сигнальной области. Систематический сдвиг в величине энергии сталкивающихся пучков приведет к изменению границ фазового пространства, что может повлиять на относительные величины различных вкладов. В качестве консервативной оценки полная энергия пучков в системе центра масс варьировалась на $\pm 3 \text{ МэВ}$.

3.4.3 Полученные результаты

Сечения трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ вычислялись по формуле (3.36). Как и в случае с заряженными пионами, для каждого конечного состояния приведем два значения: для видимого сечения

$$\begin{aligned}\sigma_{vis}(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0) &= (0.77 \pm 0.04 \pm 0.07) \text{ пб}, \\ \sigma_{vis}(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0) &= (1.25 \pm 0.08 \pm 0.15) \text{ пб}, \\ \sigma_{vis}(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^0\pi^0) &= (0.66 \pm 0.16 \pm 0.13) \text{ пб},\end{aligned}\tag{3.40}$$

Таблица 17 — Вклады (в процентах) промежуточных процессов в полный трехчастичный сигнал.

Процесс	$\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$	$\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ -A	$\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ -B	$\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$
$Z_b^0(10610)$	< 4.6	$13.5^{+6.8+3.2}_{-2.7-4.4}$	$25.4^{+6.2+4.2}_{-5.9-11}$	84^{+17+14}_{-23-11}
$Z_b^0(10650)$	< 4.8	< 8.0	< 12.4	< 10.9
$f_2(1275)$	$26.3 \pm 4.2^{+7.8}_{-4.5}$	$3.9^{+3.4+3.8}_{-2.0-2.1}$	$8.7^{+4.6+3.9}_{-2.0-4.5}$	—
S -волна	$72.4 \pm 4.7^{+5.6}_{-3.4}$	$95.5^{+5.2+6.0}_{-6.2-6.5}$	110^{+7+6}_{-9-18}	65^{+12+18}_{-15-17}
Сумма	$100^{+9}_{-6} \pm 1$	$116^{+10}_{-4} \pm 3$	$145^{+12}_{-10} \pm 9$	$153^{+38}_{-22} \pm 15$

и для сечения в борновском приближении

$$\begin{aligned}
\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0) &= (1.16 \pm 0.06 \pm 0.10) \text{ пб}, \\
\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0) &= (1.87 \pm 0.11 \pm 0.23) \text{ пб}, \\
\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^0\pi^0) &= (0.98 \pm 0.24 \pm 0.19) \text{ пб}.
\end{aligned} \tag{3.41}$$

Это первое наблюдение процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ при энергии $\Upsilon(5S)$. При условии сохранения изоспина, отношение сечений для $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ равно 2. Комбинируя результаты из Таблицы 9 и выражения 3.41, получаем:

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0)} &= 1.97 \pm 0.26, \\
\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0)} &= 2.20 \pm 0.39, \\
\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^0\pi^0)} &= 1.50 \pm 0.50,
\end{aligned} \tag{3.42}$$

что хорошо согласуется с ожидаемой величиной.

Перечень основных результатов амплитудного анализа конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ приведен в таблице 17. Для определения значимости сигнала $Z_b^0(10610)$ была разработана процедура совместной аппроксимации данных в конечных состояниях $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ и $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$. В результате значимость сигнала $Z_b^0(10610)$ составила 6.3σ с учетом систематической неопределенности. В основной модели параметры обоих резонансов Z_b^0 фиксировались равными соответствующим значениям заряженных состояний. Если массу $Z_b^0(10610)$ сделать свободным параметром, значение полученное из совместной аппроксимации равно $M(Z_b^0(10610)) = 10609 \pm 4 \pm 4 \text{ МэВ}/c^2$, что согласуется массой $Z_b^\pm(10610)$.

Глава 4. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}B^{(*)}\pi$

После обнаружения резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ сразу в пяти различных конечных состояниях: $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$) и $h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1,2$) [93], как было описано в предыдущей главе, стало понятно, что будучи заряженными, эти резонансы не могут быть обычными мезонами, состоящими из пары кварк-антикварк, и должны иметь более сложную внутреннюю структуру. Более подробное обсуждение этих вопросов представлено в Главе 6, а сейчас лишь обратим внимание на близость измеренных масс $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ резонансов к сумме масс пары $B\bar{B}^*$ (10605 МэВ/ c^2) мезонов и пары $B^*\bar{B}^*$ (10650 МэВ/ c^2) мезонов соответственно.

Это может рассматриваться как указание на то, что обнаруженные $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ резонансы могут распадаться в конечные состояния с $B^{(*)}$ -мезонами с большой или даже доминирующей вероятностью. Кроме того, экспериментальное указание со статистической значимостью 4.4σ на существование трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}B^{(*)}\pi$ в области энергий $\Upsilon(5S)$ уже наблюдалось ранее экспериментом Belle [106] с интегральной светимостью 23.6 фб $^{-1}$.

В представленной работе для изучения трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow [B^{(*)}\bar{B}^{(*)}]^\pm\pi^\mp$ и поиска резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в промежуточных состояниях $e^+e^- \rightarrow Z_b^\pm\pi^\mp \rightarrow [B^{(*)}\bar{B}^{(*)}]^\pm\pi^\mp$ используется существенно больший интеграл светимости 121.4 фб $^{-1}$, накопленный детектором Belle при энергии 10.866 ГэВ в системе центра масс. Полученные в этой главе результаты опубликованы в работе [107].

4.1 Методика анализа

Ввиду того, что в распадах B -мезонов отсутствуют доминирующие эксклюзивные каналы, эффективность полного восстановления сигнала трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ составляет величину порядка 10^{-5} – 10^{-6} . При имеющемся интеграле светимости при энергии $\Upsilon(5S)$ резонанса это соответствует ожидаемому числу реконструированных событий двухчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ порядка десяти, и менее одного для

искомых трехчастичных процессов. В связи с этим, при изучении трехчастичных $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ процессов был разработан инклюзивный подход, когда реконструируется лишь часть частиц конечного состояния. В нашем случае требуется реконструкция заряженного π -мезона и одного из двух B -мезонов.

Идентификация сигнала искомых трехчастичных процессов осуществляется с помощью массы отдачи $M_{\text{miss}}(B\pi)$ к восстановленной системе $B\pi$:

$$M_{\text{miss}}(B\pi)c^2 = \sqrt{(\sqrt{s} - E(B\pi))^2 - P^2(B\pi)c^2}, \quad (4.1)$$

где \sqrt{s} – полная (известная) энергия в e^+e^- столкновении, $P(B\pi)$ и $E(B\pi)$ – восстановленные значения импульса и энергии $B\pi$ системы. Такой подход позволяет существенно увеличить эффективность реконструкции и, как показано ниже, достоверно разделить трехчастичные сигналы $B\bar{B}\pi$, $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$.

4.2 Фоновые процессы

Основным источником комбинаторного фона является процесс аннигиляции $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ с последующей адронизацией c и \bar{c} -кварков в D -мезоны. В этом процессе реальный D -мезон с большой вероятностью может быть скомбинирован с легкими мезонами из распада второго D -мезона так, что для этой комбинации выполняются все кинематические условия отбора для B -мезонов. Для подавления этого фона использовались величины, характеризующие общую структуру события. Так как B -мезоны (псевдо)скаляры и в процессе $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ они рождаются с небольшим импульсом (в системе центра масс), то продукты их распада имеют изотропное распределение. Напротив, рождающиеся в аннигиляции c и \bar{c} -кварки имеют высокую энергию, и после адронизации такое событие имеет существенно струйную структуру.

Существует несколько параметров, чувствительных к струйной структуре события, которые можно использовать для подавления событий континуума: траст (thrust), сферичность, моменты Фокса-Волфрама. Все они имеют близкую эффективность подавления событий континуума. В нашей работе мы используем пространственный угол ψ_{thr} между осью траста, вычисленной для набора частиц, входящих в B -кандидат, и осью траста, вычисленной

по всем остальным частицам события. Направление оси траста \mathbf{n}_{thr} определяется следующим условием:

$$\frac{\sum_j |(\mathbf{P}_j \cdot \mathbf{n}_{\text{thr}})|}{\sum_j |\mathbf{P}_j|} \xrightarrow{\mathbf{n}_{\text{thr}}} \max, \quad (4.2)$$

где суммирование ведется по импульсам \mathbf{P}_j всех частиц некоторой системы. Для событий с B -мезонами в конечном состоянии, направления этих двух осей в пространстве (практически) некоррелированы, и $|\cos \psi_{\text{thr}}|$ имеет распределение, близкое к равномерному. Для событий континуума обе оси направлены под небольшими углами к оси струй, и для таких событий распределение по $|\cos \psi_{\text{thr}}|$ имеет выраженный пик вблизи $|\cos \psi_{\text{thr}}| = 1$. Требование $|\cos \psi_{\text{thr}}| < 0.8$ при восстановлении B -мезонов в распадах с участием D -мезонов позволяет отбросить 83% событий континуума при эффективности 79% для сигнальных событий.

Еще одним важным фоновым процессом является процесс с излучением фотона в начальном состоянии $e^+e^- \rightarrow \gamma B^{(*)} \bar{B}^{(*)}$, включая радиационный возврат на резонанс $\Upsilon(4S)$ с его последующим распадом на $B\bar{B}$ пару $e^+e^- \rightarrow \gamma \Upsilon(4S) \rightarrow \gamma B\bar{B}$. Импульсный спектр B -мезонов, рожденных в этих процессах, в существенной степени перекрывается с импульсным спектром B -мезонов из изучаемых трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)} \bar{B}^{(*)} \pi$, как показано на Рис. 4.1(a,b).

В свою очередь, B -мезоны из двухчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^* \bar{B}^*$, $B\bar{B}^*$, $B\bar{B}$ рождаются с более высокими и существенно монохроматически-

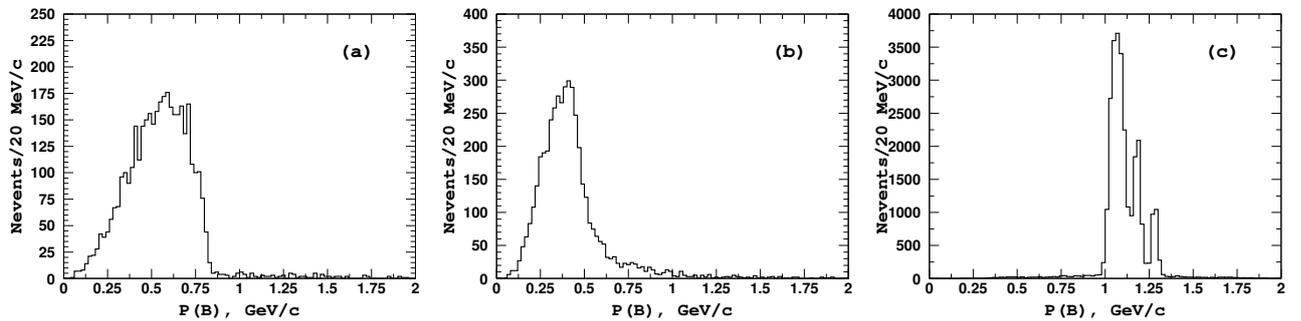


Рисунок 4.1 — Импульсное распределение восстановленных B -мезонов в событиях моделирования: а) — трехчастичных распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow B^{(*)} \bar{B}^{(*)} \pi$; б) — радиационного возврата $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \gamma \rightarrow B\bar{B} \gamma$; в) — двухчастичных распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow B^{(*)} \bar{B}^{(*)}$.

ми значениями импульса, соответственно $P(B) = 1.07 \text{ ГэВ}/c$, $1.18 \text{ ГэВ}/c$ и $1.28 \text{ ГэВ}/c$, как показано на Рис. 4.1(с).

4.3 Восстановление B -мезонов

Отметим, что в нашей работе восстанавливаются $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ комбинации только с заряженным пионом. Для краткости в дальнейшем будем обозначать комбинацию конечных состояний $B^+\bar{B}^0\pi^-$ и $B^-B^0\pi^+$ как $B\bar{B}\pi$, комбинацию конечных состояний $B^+\bar{B}^{*0}\pi^-$, $B^-B^{*0}\pi^+$, $B^0B^{*-}\pi^+$ и $\bar{B}^0B^{*+}\pi^-$ как $B\bar{B}^*\pi$, и, наконец, комбинацию $B^{*+}\bar{B}^{*0}\pi^-$ и $B^{*-}B^{*0}\pi^+$ как $B^*\bar{B}^*\pi$. Полный список каналов распада (в сумме 14), использовавшихся для восстановления B -мезонов, приведен в Таблице 18. Комбинации частиц, удовлетворяющие всем условиям отбора (информация системы идентификации типа заряженной частицы согласуется с ожидаемым, значения инвариантных масс, составляющих промежуточные состояния, согласуются с табличными значениями масс [43]) для B -мезонов, в дальнейшем для краткости будем называть B -кандидатами. Сигнал B -мезонов определяется по значению инвариантной массы $M(B)$, а величина импульса $P(B)$ B -кандидата (в системе центра масс) дает информацию о механизме рождения.

Распределение по инвариантной массе B -кандидатов приведено на Рис. 4.2(а), при этом дополнительно требовалось выполнение условия на импульс B -кандидата $P(B) < 1.35 \text{ ГэВ}/c$. На Рис. 4.2(а) показано распределения для экспериментальных данных, а также приведены ожидаемые вклады различных процессов. Экспериментальное распределение аппроксимировалось суммой трех следующих вкладов.

1. События континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Форма распределения этих событий параметризовалась линейной зависимостью со свободными параметрами.
2. Несигнальные распады B -мезонов. Форма этого вклада определялась из глобального моделирования, в котором B -мезоны распадались на все известные на данный момент эксклюзивные конечные состояния за исключением тех, что перечислены в Таблице 18. Так как сумма вероятностей всех известных распадов не составляет 100%, недостаю-

Таблица 18 — Список каналов распада, использовавшихся для восстановления сигнала B -мезонов, при анализе динамики трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$.

	Мода распада B -мезона	Произведение бранчингов, 10^{-5} [43]
B^-	$D^0\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	18.66 ± 0.54
	$D^{*0}\pi^-, D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0, D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	12.44 ± 0.47
	$D^0\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	66.86 ± 2.97
	$D^0\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$	38.86 ± 1.27
	$D^{*0}\pi^-, D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0, D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$	25.91 ± 1.06
	$J/\psi K^-, J/\psi \rightarrow l^+l^-$	12.25 ± 0.25
	$J/\psi K^{*-}, J/\psi \rightarrow l^+l^-, K^{*-} \rightarrow K^0\pi^-, K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	3.96 ± 0.22
\bar{B}^0	$D^+\pi^-, D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	24.47 ± 1.35
	$D^{*+}\pi^-, D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+, D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	7.25 ± 0.36
	$D^{*+}\pi^-, D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	25.97 ± 1.53
	$D^{*+}\pi^-, D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+, D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$	15.10 ± 0.77
	$D^{*+}\pi^-, D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0, D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	7.73 ± 0.41
	$J/\psi K^0, J/\psi \rightarrow l^+l^-, K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	3.60 ± 0.09
	$J/\psi K^{*0}, J/\psi \rightarrow l^+l^-, K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	8.87 ± 0.40

щие каналы моделировались статистическими методами с помощью генератора RUTHIA [89].

3. Сигнальные распады B -мезонов, форма распределения которых параметризовалась суммой двух функций нормального распределения (Гаусса) с одинаковым положением максимума. Добавление второй функции Гаусса связано с наличием нейтральных пионов в некоторых каналах распада B -мезона, а также с зависимостью импульсного разрешения дрейфовой камеры детектора от импульса. Соотношение амплитуд и ширин двух функций определялось из моделирования сигнальных событий и при аппроксимации данных фиксировалось.

Стоит отметить, что распады B_s -мезонов не выделялись как отдельный вклад в распределение событий фона. Вклад таких событий в общий уровень фона относительно мал, не дает ярко выраженных особенностей в распределения и схож с распределением событий континуума. На Рис. 4.2(а) наблюдается хорошее согласие между распределением экспериментальных данных и результатами аппроксимации. Число событий в сигнальном пике, определенное из аппроксимации, равно 12263 ± 168 . Для дальнейшего использования опре-

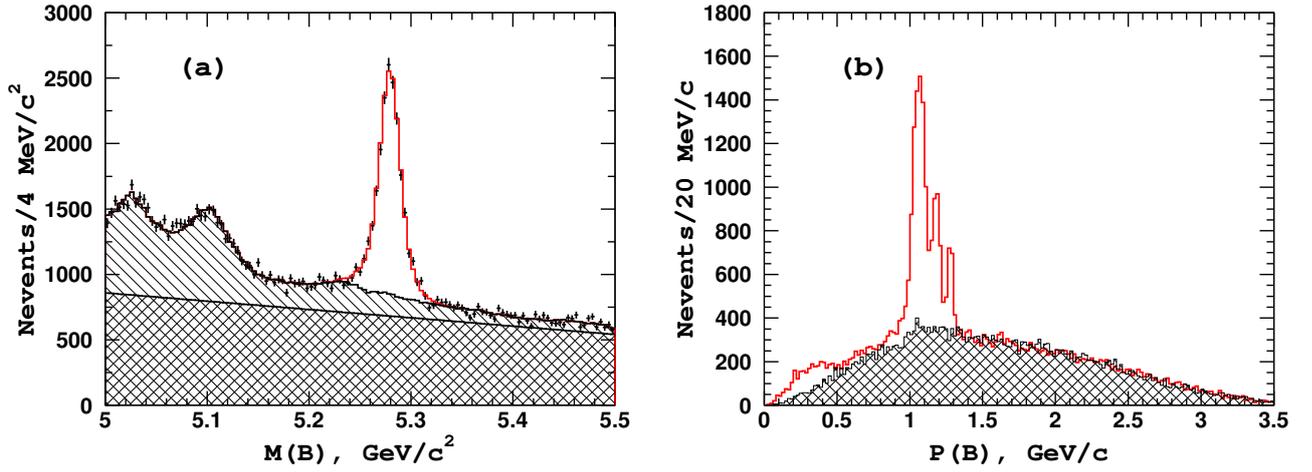


Рисунок 4.2 — Распределения по инвариантной массе (а) и импульсу (б) для B -кандидатов из сигнальной области, показанные точками. На рисунке (а) квадратной штриховкой показан фон от событий континуума, линейной штриховкой — фон от несигнальных распадов B -мезонов, красной гистограммой — сигнал B -мезонов. На рисунке (б) заштрихованной гистограммой показано ожидаемое распределение событий фона, определенной по событиям из внесигнальной области по $M(B)$.

делим сигнальную область по $M(B)$ как $|M(B) - m_B| < 40 \text{ МэВ}/c^2$, где m_B — среднемировое значение массы B -мезона [43]. Для заряженных и нейтральных B -мезонов, используется одинаковое значение m_B , поскольку эта разница находится далеко за пределами чувствительности методики нашего исследования. Внесигнальная область по $M(B)$ определяется как комбинация левой $5.15 \text{ ГэВ}/c^2 < M(B) < 5.20 \text{ ГэВ}/c^2$ и правой $5.35 \text{ ГэВ}/c^2 < M(B) < 5.40 \text{ ГэВ}/c^2$ частей.

Распределение по импульсу B -кандидатов из сигнальной области по $M(B)$ приведено на Рис. 4.2(б). Три относительно узких пика, соответствующих двухчастичным процессам $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, $B\bar{B}^* + \bar{B}B^*$ и $B^*\bar{B}^*$, хорошо видны на этом распределении. Кроме того, наблюдается заметное превышение числа экспериментальных событий над ожидаемым уровнем в области малых импульсов $P(B) < 0.8 \text{ ГэВ}/c$. В области $P(B) > 1.35 \text{ ГэВ}/c$, где вклада от реальных B -мезонов не ожидается, распределение событий из сигнальной области хорошо согласуется с ожидаемым распределением фоновых событий из внесигнальной области по $M(B)$. Для дальнейшего анализа мы

отбираем события из сигнальной области по $M(B)$ и удовлетворяющие условию $P(B) < 1.35 \text{ ГэВ}/c$.

Восстановленные B^+ и \bar{B}^0 кандидаты затем комбинируются с оставшимися в событии π^- -мезонами (аналогично для зарядово сопряженных состояний). Такие комбинации в дальнейшем будем называть RS-комбинациями (правильного знака). Для изучения распределения фоновых событий также построим комбинации с π -мезонами обратного знака, которые будем называть WS-комбинациями (неправильный знак). Для $B\pi$ системы вычисляется масса отдачи $M_{\text{miss}}(B\pi)$ по формуле (4.1). Однако ввиду того, что в точности измерения $M_{\text{miss}}(B\pi)$ доминирует точность измерения полной энергии B -мезона, эта величина имеет высокую корреляцию с восстановленной массой B -мезона (так как импульс B -мезона мал). Чтобы улучшить разрешение по массе отдачи и уменьшить корреляцию с величиной $M(B)$, вместо $M_{\text{miss}}(B\pi)$ используется комбинация $M_{\text{miss}}^*(B\pi) = M_{\text{miss}}(B\pi) + M(B) - m_B$. Разрешение по величине $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ определяется в основном энергетическим разбросом частиц в e^+e^- пучках, и равно примерно $6 \text{ МэВ}/c^2$.

Сравнение распределений по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ для RS и WS комбинаций для событий моделирования и экспериментальных событий из сигнальной и вне-сигнальной областей показано на Рис. 4.3. Заметим однако, что ввиду того, что полный заряд события равен нулю, число RS и WS комбинаций должно быть различным и величина этого отличия зависит от средней множественности события. Согласно глобальному моделированию процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, отношение числа RS комбинаций к числу WS комбинаций равно 1.19 ± 0.02 . В дальнейшем для WS распределений применялся перенормирующий множитель 1.19. Как видно из Рис. 4.3, после перенормировки формы распределений для RS и WS комбинаций во всех рассмотренных случаях хорошо согласуются между собой. Это дает основания определять форму распределения фоновых событий для RS комбинаций непосредственно из экспериментальных данных, используя WS комбинации.

Распределение по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ для сигнальных событий $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ из моделирования показано на Рис. 4.4(а). Для процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi$ распределение имеет форму острого пика с шириной около $6 \text{ МэВ}/c^2$ и с положением максимума при значении, равном массе B -мезона. В случае конечного состояния $B\bar{B}^*\pi$, восстановленный B -мезон может быть как первичным, то есть рожденным непосредственно в процессе $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$, так и вторичным,

то есть из распада $B^* \rightarrow B\gamma$. Однако ввиду малости относительного импульса между B -мезоном и γ из распада B^* , в случае комбинации пиона с вторичным B -мезоном, величина $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ имеет практически то же значение, что и в случае комбинации с первичным B -мезоном, при этом ширина сигнального пика увеличивается лишь на 10%. Поскольку фотон из распада $B^* \rightarrow B\gamma$ не восстанавливается, то положение пика в масса отдачи к $B\pi$ системе смещается от массы B в большую сторону примерно на $45 \text{ МэВ}/c^2$. Для конечного состояния $B^*\bar{B}^*\pi$ как B , так \bar{B} -мезоны являются вторичными, однако и в этом случае результатом является лишь дополнительное общее смещение распределения на величину около $45 \text{ МэВ}/c^2$ с небольшим дополнительным уширением пика. Все эти кинематические эффекты надеж-

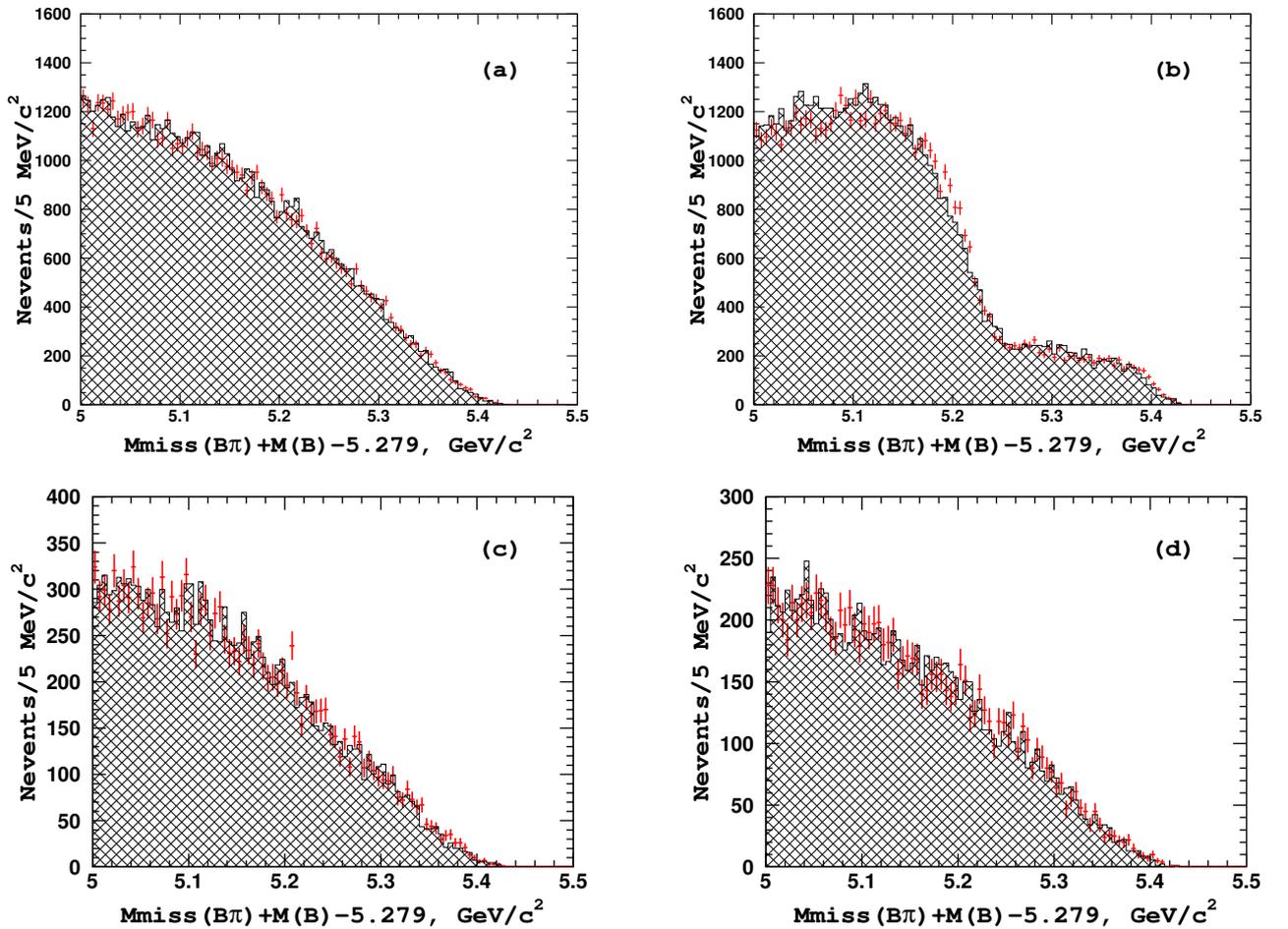


Рисунок 4.3 — Распределение по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ для событий (a) — моделирования $q\bar{q}$; (b) — моделирования $B\bar{B}X$; (c) — данных из левой внесигнальной области по $M(B)$, (d) — данных из правой вне сигнальной области по $M(B)$. Точками показаны распределения для RS комбинаций, а заштрихованными гистограммами — для WS комбинаций (перенормированные).

но моделируются и учитываются при дальнейшем анализе. Как видно из Рис. 4.4(a), распределения для всех трех конечных состояний имеют ярко выраженную пикующуюся структуру и хорошо разделяются.

Распределение по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ для экспериментальных событий из сигнальной области по $M(B)$ показано на Рис. 4.4(b). Для аппроксимации распределения использовалась следующая функция:

$$f(x) = N_{B\bar{B}\pi}G(a_1,\sigma_1,x) + N_{B\bar{B}^*\pi}G(a_2,\sigma_2,x) + N_{B^*\bar{B}^*\pi}G(a_3,\sigma_3,x) + \quad (4.3) \\ + (m_{B\bar{B}} - x)^{\alpha_1} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^{\beta_1}}{s_1}\right) + (m_{q\bar{q}} - x)^{\alpha_2} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^{\beta_2}}{s_2}\right).$$

Первые три слагаемых служат для описания сигналов $B\bar{B}\pi$, $B\bar{B}^*\pi$, и $B^*\bar{B}^*\pi$ и параметризуются нормированными гауссовыми функциями $G(a_k,\sigma_k,x)$, $k = 1,2,3$, где параметры a_k и σ_k соответствуют положениям пика и ширинам, значения которых фиксируются из моделирования. Коэффициенты $N_{B^{(*)}B^{(*)}\pi}$, определяемые из аппроксимации, соответствуют числам сигнальных событий. Оставшиеся два слагаемых в выражении 4.3 используются для параметризации комбинаторного фона из процессов двухчастичного рождения $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}B^{(*)}$ (включая радиационный возврат) и событий континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.

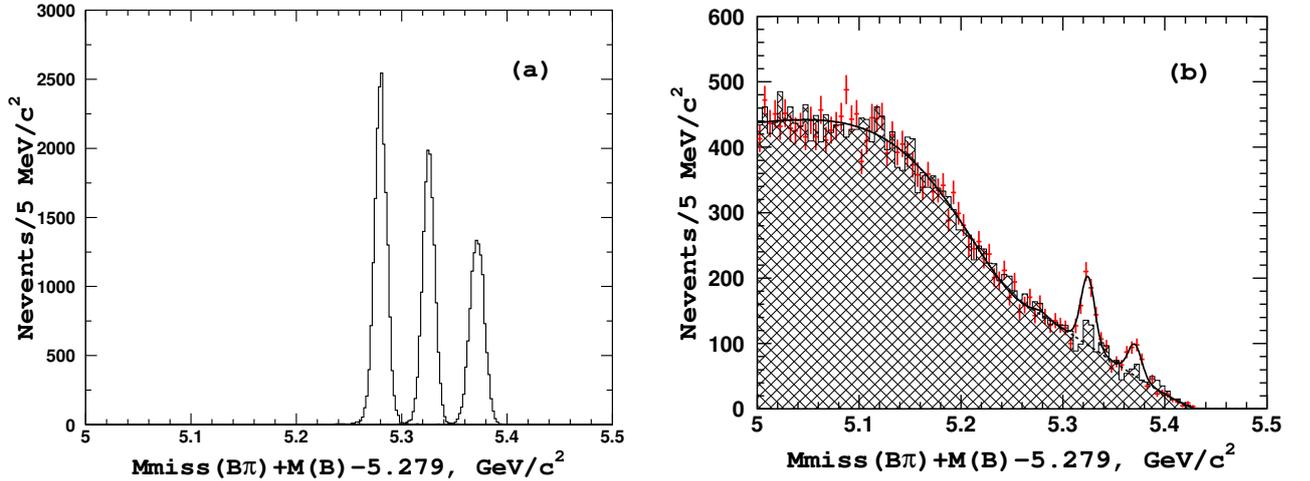


Рисунок 4.4 — Распределение по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$. На рисунке (a) для событий моделирования сигнала $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$. Три пика соответствуют сигналам $B\bar{B}\pi$ (левый), $B\bar{B}^*\pi$ (средний) и $B^*\bar{B}^*\pi$ (правый). На рисунке (b) показано распределение для экспериментальных событий из сигнальной области для RS комбинаций (точки) и для WS комбинаций (заштрихованная гистограмма).

Параметр $m_{B\bar{B}}$ в функции (4.3) – кинематический порог, соответствующий вкладу от процессов двухчастичного рождения $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ пар (около 5.25 ГэВ/ c^2 на Рис. 4.3(b)); $m_{q\bar{q}}$ – общий кинематический порог (около 5.43 ГэВ/ c^2), определяющийся полной энергией в системе центра масс. Значения этих параметров определялись из моделирования и при аппроксимации экспериментальных данных фиксировались. Параметр x_0 введен для удобства и задает общий сдвиг и также имеет фиксированное значение 5.0 ГэВ/ c^2 . Наконец, параметры s_i , α_i и β_i ($i = 1, 2$), описывающие форму распределения, являются свободными.

В результате аппроксимации получаем: $N_{B\bar{B}\pi} = 13 \pm 25$, $N_{B\bar{B}^*\pi} = 357 \pm 30$ и $N_{B^*\bar{B}^*\pi} = 161 \pm 21$. Таким образом, статистически значимого сигнала $B\bar{B}\pi$ не наблюдается, а статистическая значимость сигналов в конечных состояниях $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$ в единицах стандартных отклонений соответственно равна 9.3σ и 8.1σ . Статистическая значимость определяется как $\sqrt{-2\ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{sig})}$, где \mathcal{L}_{sig} и \mathcal{L}_0 – значения функции правдоподобия, полученные в результате аппроксимации данных функцией как описано выше и при условии, когда аппроксимация производится при условии, что соответствующий параметр $N_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi}$ зафиксирован, и его значение равно нулю.

Как можно заметить из Рис. 4.4(b), распределение для WS комбинаций также имеет некоторое превышение числа событий в области сигналов $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$. Это является следствием того, что из-за осцилляций в системе нейтральных B -мезонов, часть сигнальных B -мезонов распадается в WS комбинацию. Долю f_{WS} этих событий можно вычислить из хорошо измеренного значения параметра осцилляций $x_d = 0.774 \pm 0.006$ [43] для нейтральных B -мезонов. Тогда, учитывая долю нейтральных B -мезонов в полном числе восстановленных B -мезонов,

$$f_{WS} = \frac{N(B^0 + \bar{B}^0)}{N(B + \bar{B})} \frac{x_d^2}{2(1 + x_d^2)} + \frac{N(B_{J/\psi K^0})}{N(B + \bar{B})} = 0.1105 \pm 0.0016.$$

Здесь также учтено, что конечное состояние $J/\psi K^0[\pi^+\pi^-]$ является общим как для B^0 , так и для \bar{B}^0 -мезонов.

Для последующего анализа динамики трехчастичного процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$, мы отбираем события из области $|M_{miss}^*(B\pi) - m_{B^*}| < 15 \text{ МэВ}/c^2$, где m_{B^*} – среднемировое значение массы B^* -мезона [43], а для процесса $e^+e^- \rightarrow$

$B^*\bar{B}^*\pi$ – из области $|M_{\text{miss}}^*(B\pi) - (m_{B^*} + 0.045)| < 12 \text{ МэВ}/c^2$. Для краткости, эти области названы сигнальными для $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$ соответственно.

4.4 Анализ динамики переходов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$

Для отобранных событий вычислялась масса отдачи к заряженному π -мезону из восстановленной $B\pi$ комбинации: $M_{\text{miss}}(\pi)c^2 = \sqrt{(\sqrt{s} - E(\pi))^2 - P^2(\pi)c^2}$, где $P(\pi)$ и $E(\pi)$ – измеренные значения импульса и энергии π -мезона. Распределение по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для конечных состояний $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$ для экспериментальных событий из соответствующих сигнальных областей показано на Рис. 4.5(a) и (b). На обоих распределениях хорошо видно превышение количества RS событий над уровнем WS событий в области левой границы спектра. В то же время, аналогичные распределения для событий моделирования для процессов $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ и $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\gamma$, которые не содержат изучаемых процессов, хорошо согласуются между собой, как видно из Рис. 4.5(c-f). Для увеличения статистики, ширина сигнальной области по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ для событий моделирования была увеличена до $\pm 40 \text{ МэВ}/c^2$.

Таким образом, распределение по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для фоновых событий также может быть определено непосредственно из экспериментальных данных из распределения для WS комбинаций. Для этого была разработана процедура совместной аппроксимации двух распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$: для RS и WS комбинаций.

Форма распределения событий фона параметризовалась следующей функцией:

$$B_i(m) = b_i(1 + c_i \exp(-\beta_i(m - m_1))), \quad (4.4)$$

где $m_1 = 10.6 \text{ ГэВ}/c^2$ – общий сдвиг для того, чтобы улучшить стабильность процедуры аппроксимации (избежать появления больших численных значений в показателе экспоненты и малых значений параметров β_i); параметры b_i , c_i и β_i ($i = 1, 2$) определяются из аппроксимации. Индекс $i = 1$ соответствует конечному состоянию $B\bar{B}^*\pi$, а $i = 2$ – состоянию $B^*\bar{B}^*\pi$.

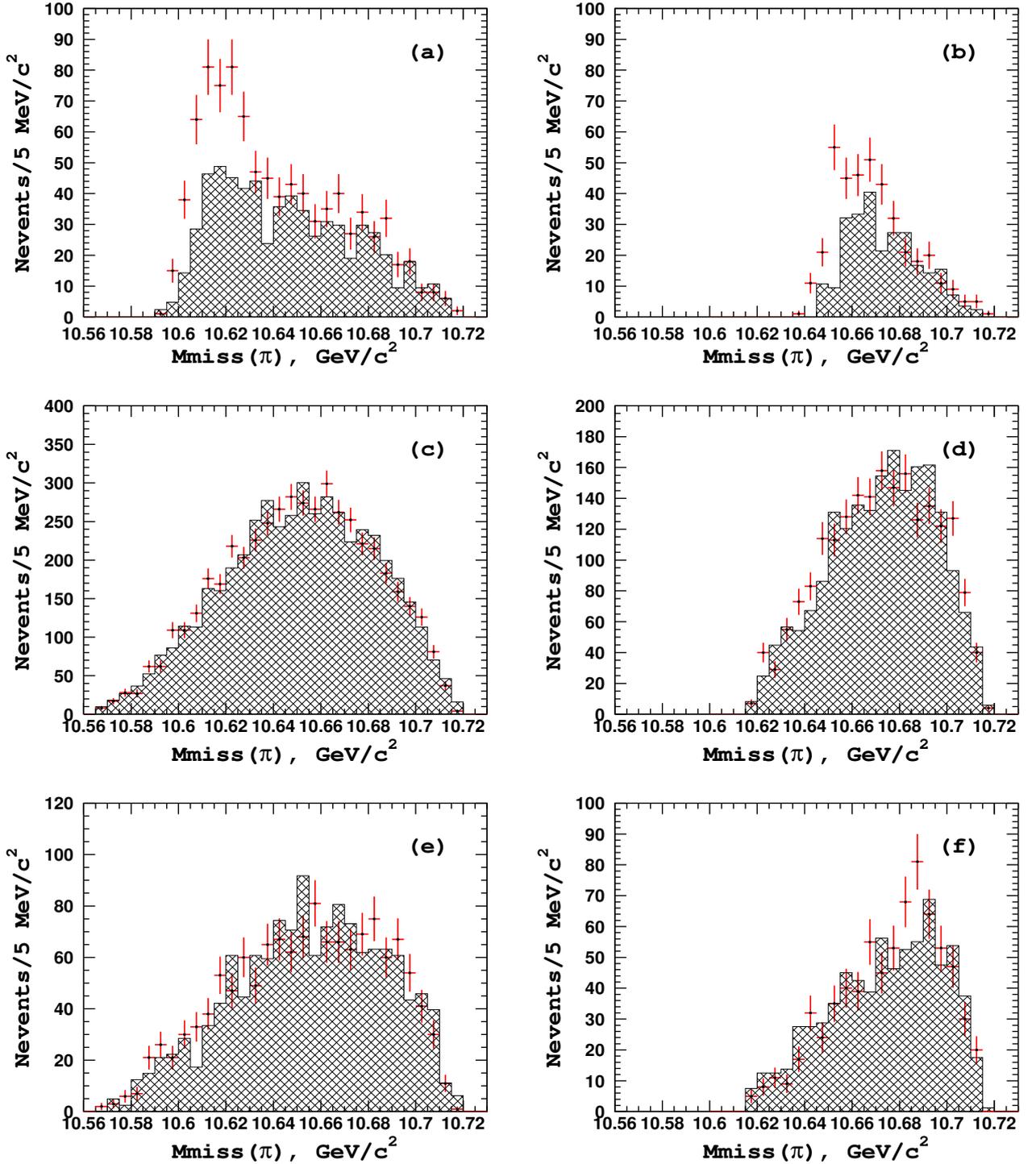


Рисунок 4.5 — Распределение по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для событий из сигнальной области $B\bar{B}^*\pi$ (левый столбец) и для событий $B^*\bar{B}\pi$ (правый столбец) для экспериментальных данных (верхний ряд), моделирования $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (средний ряд) и глобального моделирования $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\gamma$ (нижний ряд). Точками показаны распределения для RS комбинаций, а заштрихованными гистограммами — для WS комбинаций.

Амплитуда процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ в общем виде параметризуется как

$$S_1(m) = A_{Z_b(10610)} + A_{Z_b(10650)} + A_{nr}, \quad (4.5)$$

где A_{nr} – нерезонансный вклад, параметризуемый комплексной константой, а $A_{Z_b(10610)}$ и $A_{Z_b(10650)}$ – амплитуды, описывающие возможные вклады процессов $e^+e^- \rightarrow Z_b\pi \rightarrow B\bar{B}^*\pi$. Эти амплитуды параметризовались функциями Брейта-Вигнера. При этом параметры Z_b резонансов (массы и ширины) фиксировались равными значениям, полученным из анализа процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$ и $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, $m = 1,2$, описанном в Главе 3: $M[Z_b(10610)] = 10607.2 \pm 2.0$ МэВ/ c^2 , $\Gamma[Z_b(10610)] = 18.4 \pm 2.4$ МэВ и $M[Z_b(10650)] = 10652.2 \pm 1.5$ МэВ/ c^2 , $\Gamma[Z_b(10650)] = 11.5 \pm 2.2$ МэВ. В дальнейшем мы варьировали эту модель, исключая амплитуды, от которых при аппроксимации не обнаружено статистически значимого вклада. Для процесса $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$ общий вид амплитуды записывался в виде

$$S_2(m) = A_{Z_b(10650)} + A_{nr}. \quad (4.6)$$

Полная функция для совместной аппроксимации распределений для WS и RS комбинаций запишется в виде:

$$F_i(m) = [B_i(m) + f_{\text{sig}}S_i(m)]\epsilon(m)F_i^{\text{PHSP}}(m), \quad (4.7)$$

где $m \equiv M_{\text{miss}}(\pi)$, $F_i^{\text{PHSP}}(m)$ – функция фазового объема, свернутая с функцией Гаусса для учета отклика детектора, $\epsilon(m)$ – функция, описывающая зависимость от $M_{\text{miss}}(\pi)$ эффективности восстановления конечного состояния (одинаковая для обоих конечных состояний). Параметр f_{sig} описывает «долю» сигнальных событий: $f_{\text{sig}} = 1$ для RS комбинаций, $f_{\text{sig}} = 0.1105 \pm 0.0016$ для WS комбинаций.

Для параметризации $\epsilon(m)$ в формуле 4.7 использовалось следующее выражение:

$$\epsilon(m) \sim \left(1 - \frac{m}{m_0}\right)^{3/4} \exp\left(\frac{m - m_0}{\Delta}\right),$$

где $m_0 = 10.718 \pm 0.001$ ГэВ/ c^2 – порог эффективности, связанный с наличием минимального импульса заряженного π -мезона, который способна восстановить дрейфовая камера детектора Belle; $\Delta = 0.094 \pm 0.002$ ГэВ/ c^2 . Значения этих параметров определялись из моделирования, результат аппроксимации событий моделирования показан на Рис.4.6.

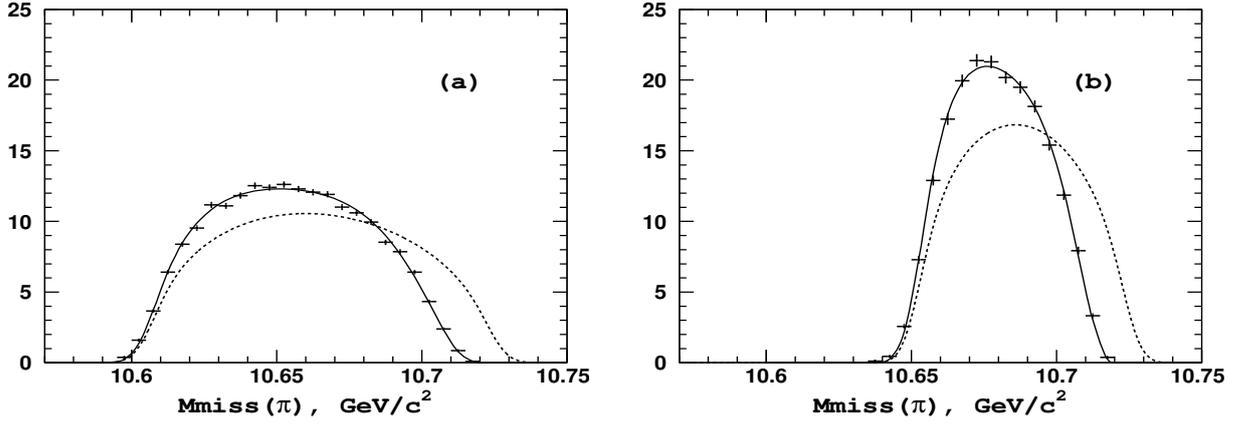


Рисунок 4.6 — Распределения по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для событий моделирования сигнальных процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ (a) и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}\pi$ (b) с равномерным распределением по фазовому пространству. Сплошной линией показаны результаты аппроксимации функцией $\epsilon(m)F_i^{\text{PHSP}}(m)$, пунктирной линией — ожидаемая зависимость при $\epsilon(m) = \text{const}$.

В качестве начальной модели для описания распределений сигнальных событий по $M_{\text{miss}}(\pi)$ мы берем максимально простую модель (модель-0), которая состоит из единственной амплитуды $A_{Z_b(10610)}$ для $B\bar{B}^*\pi$ и амплитуды $A_{Z_b(10650)}$ для $B^*\bar{B}\pi$. Результаты аппроксимации этой моделью показаны на Рис. 4.7. Уже эта простая модель дает удовлетворительное описание экс-

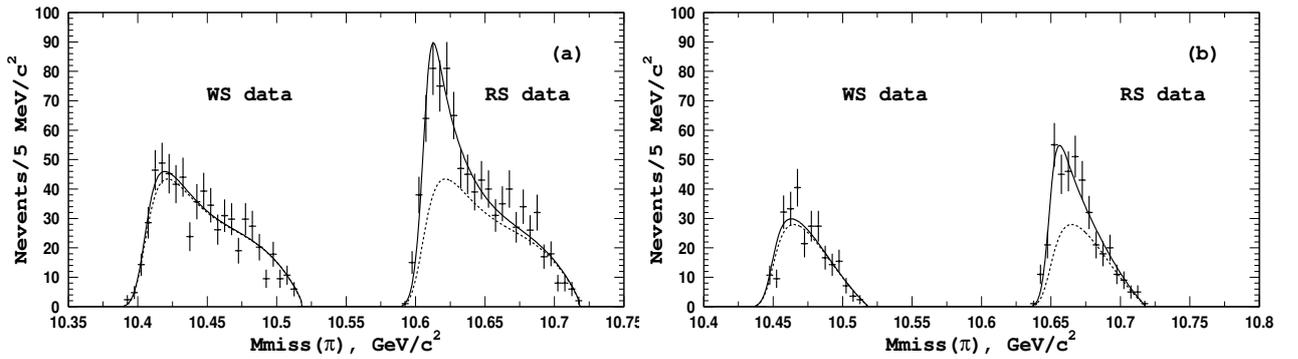


Рисунок 4.7 — Пример результатов одновременной аппроксимации распределения по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для RS и WS комбинаций для конечного состояния $B\bar{B}^*\pi$ (a) и для конечного состояния $B^*\bar{B}\pi$ (b). Для реализации одновременной аппроксимации, распределения для RS и WS комбинаций были объединены, причем распределение для WS комбинаций сдвинуто влево на величину $0.2 \text{ ГэВ}/c^2$. Сплошной линией показаны результаты аппроксимации, пунктиром показан вклад фона.

периментальных данных: $\chi^2/\text{n.d.f.} = 1.06$ (n.d.f.= 51) для $B\bar{B}^*\pi$ и 1.13 (n.d.f.= 31) для $B^*\bar{B}^*\pi$ соответственно. Для изучения чувствительности к дополнительным вкладам, аппроксимация данных проводилась с использованием различных модификаций амплитуды для модели-0:

- добавление нерезонансного вклада A_{NR} (модель-1);
- добавление амплитуды $A_{Z_b(10650)}$ для $B\bar{B}^*\pi$ (модель-2);
- только нерезонансный вклад (модель-3).

В моделях 1 и 2 в качестве референсной амплитуды бралась амплитуда, описывающая вклад $Z_b(10610)\pi$ для $B\bar{B}^*\pi$ и $Z_b(10650)\pi$ для $B^*\bar{B}^*\pi$. Результаты аппроксимации со всеми этими моделями показаны на Рис. 4.8, а численные значения соответствующих параметров приведены в Таблице 19. Из значений функции правдоподобия для различных моделей видно, что ни одна из модификаций модели-0 не приводит к статистически значимому улучшению согласия с экспериментальными данными. Как следствие, модель-0 принимается как основная. Отметим однако, что гипотеза о распределении экспериментально наблюдаемых сигнальных событий равномерно по фазовому пространству может быть исключена на уровне 6σ для $B\bar{B}^*\pi$ и 5σ для $B^*\bar{B}^*\pi$.

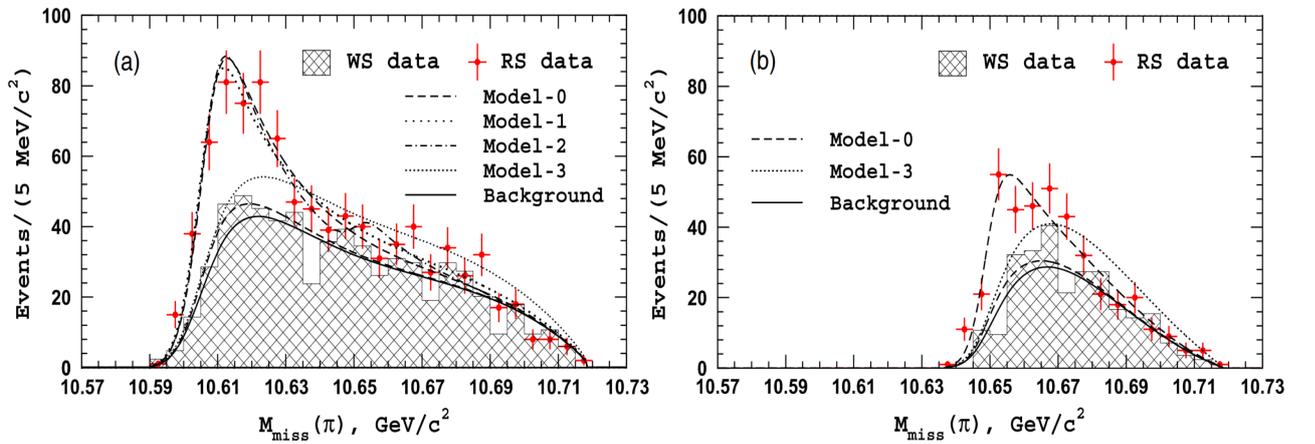


Рисунок 4.8 — Сравнение результатов аппроксимации распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ различными моделями: (a) — для конечного состояния $B\bar{B}^*\pi$ и (b) — $B^*\bar{B}^*\pi$. Точками показано распределение RS событий, заштрихованной гистограммой — WS событий. Штриховая линия соответствует модели-0, пунктирная — модель-1, штрих-пунктирная — модель-2. Модель-3 показана более плотной пунктирной линией. Сплошная линия соответствует распределению только фоновых событий.

Таблица 19 — Результаты аппроксимации экспериментальных распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ различными моделями для трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$.

Мода	Параметр	Модель-0	Модель-1	Модель-2	Модель-3
$B\bar{B}^*\pi$	$f_{Z_b(10610)}$	1.0	1.45 ± 0.24	1.01 ± 0.13	—
	$f_{Z_b(10650)}$	—	—	0.05 ± 0.04	—
	$\phi_{Z_b(10650)}$	—	—	-0.26 ± 0.68	—
	f_{nr}	—	0.48 ± 0.23	—	1.0
	ϕ_{nr}	—	-1.21 ± 0.19	—	—
	$-2 \log \mathcal{L}$		304.7	300.6	301.4
$B^*\bar{B}^*\pi$	$f_{Z_b(10650)}$	1.0	1.04 ± 0.15		—
	f_{nr}	—	0.02 ± 0.04		1.0
	ϕ_{nr}	—	0.29 ± 1.01		—
	$-2 \log \mathcal{L}$		182.4	182.4	

Как было отмечено выше, параметры Z_b резонансов при аппроксимации фиксировались. Для проверки непротиворечивости сигналов, наблюдаемых в конечных состояниях $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$ с тем, что наблюдаются в конечных состояниях с боттомонием, была проведена аппроксимация с основной моделью со свободными параметрами резонансов. В результате минимизации были получены значения $M(Z_b(10610)) = 10605 \pm 6$ МэВ/ c^2 , $\Gamma(Z_b(10610)) = 25 \pm 7$ МэВ и $M(Z_b(10650)) = 10648 \pm 13$ МэВ/ c^2 , $\Gamma(Z_b(10650)) = 23 \pm 8$ МэВ. Эти значения не противоречат результатам, полученным из анализа процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ (см. Таблицу 10). Большие значения неопределенностей являются следствием как меньшей статистики, так и существенной (анти)корреляции между массой и шириной резонанса из-за порогового поведения распределения.

4.5 Оценка систематических погрешностей

Основные источники систематической неопределенности перечислены в Таблице 20.

Таблица 20 — Список основных источников систематической неопределенности при вычислении сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$.

Источник	Величина неопределенности, %		
	$B\bar{B}\pi$	$B\bar{B}^*\pi$	$B^*\bar{B}^*\pi$
Число сигнальных событий	—	6.9	8.7
Эффективный бранчинг	7.6	7.6	7.6
Светимость	1.4	1.4	1.4
Поправка α	1.0	1.0	1.0
Итоговая величина	7.9	10.4	11.7

Для проверки непротиворечивости сигналов, наблюдаемых в WS комбинациях в распределении по $M_{\text{miss}}(B\pi)$, была проведена аппроксимация распределений по $M_{\text{miss}}(B\pi)$ отдельно только для заряженных B -мезонов и только для нейтральных B -мезонов (за исключением канала $J/\psi K^0$). При этом ожидаемое отношение чисел сигнальных событий в WS и RS распределениях равно нулю для заряженных B -мезонов и $0.187/(1 - 0.187) = 0.23$ для нейтральных B -мезонов. Измеренные значения для конечного состояния $B\bar{B}^*\pi$ ($B^*\bar{B}^*\pi$) равны 0.05 ± 0.12 (-0.10 ± 0.15) с восстановленным заряженным B -мезоном и 0.28 ± 0.09 (0.38 ± 0.17), когда был восстановлен нейтральный B -мезон.

Несмотря на достаточно простые модели амплитуд, использовавшихся для аппроксимации экспериментальных данных, в моделях 1 и 2 существуют дополнительные локальные минимумы функции правдоподобия. Сравнение параметров, соответствующих основному и дополнительному решению, приведено в Таблице 21. Как видно из таблицы, во всех случаях второму решению соответствует практически тождественное значение функции правдоподобия, что не позволяет выбрать лучшее на основании меньшего значения. Однако во всех случаях статистическая значимость добавочных амплитуд является незначительной для обоих решений. На этом основании в качестве основного мы принимаем результат, полученный с простейшей моделью (модель-0).

Таблица 21 — Результаты по поиску дополнительных решений при аппроксимации распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для конечных состояний $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$.

Мода	Параметр	Модель-1		Модель-2	
		Решение-1	Решение-2	Решение-1	Решение-2
$B\bar{B}^*\pi$	$f_{Z_b(10610)}$	1.45 ± 0.24	0.64 ± 0.15	1.01 ± 0.13	1.18 ± 0.15
	$f_{Z_b(10650)}$	—	—	0.05 ± 0.04	0.24 ± 0.11
	$\phi_{Z_b(10650)}$	—	—	-0.26 ± 0.68	-1.63 ± 0.14
	f_{nr}	0.48 ± 0.23	0.41 ± 0.17	—	—
	ϕ_{nr}	-1.21 ± 0.19	0.95 ± 0.32	—	—
	$-2 \log \mathcal{L}$	300.6	300.5	301.4	301.4
$B^*\bar{B}^*\pi$	$f_{Z_b(10650)}$	1.04 ± 0.15	0.77 ± 0.22		
	f_{nr}	0.02 ± 0.04	0.24 ± 0.18		
	ϕ_{nr}	0.29 ± 1.01	1.10 ± 0.44		
	$-2 \log \mathcal{L}$	182.4	182.4		

4.6 Полученные результаты

Сечения трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ вычислялись как

$$\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi) = \frac{N_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi}}{L \cdot \mathcal{B}_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi} \cdot \alpha \cdot \eta}, \quad (4.8)$$

где $L = 121.4 \text{ фб}^{-1}$ – интегральная светимость, α и η – поправки, описанные ниже, $N_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi}$ – число сигнальных событий, полученное из аппроксимации распределения по $M_{\text{miss}}(\pi)$, а $\mathcal{B}_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi}$ – взвешенная на эффективность восстановления сумма вероятностей распада B -мезонов в каналах, перечисленных в Таблице 18:

$$\mathcal{B}_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi} = \sum_k \mathcal{B}(B \rightarrow f_k) \times \varepsilon_{f_k}. \quad (4.9)$$

Из-за различного импульсного распределения B -мезонов в разных конечных трехчастичных состояниях эта величина слегка различается. Все численные значения приведены в Таблице 22.

Однако в каналах распада B -мезонов с промежуточными многочастичными распадами D -мезонов (например, $D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$ или $D^+ \rightarrow K^-\pi^-\pi^+$) может возникать существенная неопределенность при определении

соответствующей эффективности восстановления ε_{f_k} из-за сложной динамики этих распадов с многочисленными промежуточными резонансами. Для корректного определения эффективности восстановления многочастичных конечных состояний требуется детальное описание динамики распада с учетом интерференции отдельных амплитуд. Другим примером может служить процесс $D^* \rightarrow D\pi^0$, где существенная систематическая неопределенность возникает из-за наличия мягкого нейтрального пиона. Для уменьшения связанной с этими эффектами систематической неопределенности при вычислении \mathcal{B} была разработана следующая процедура. Сигнал B -мезонов восстанавливался только в двухчастичных каналах распада, таких как $B^+ \rightarrow \bar{D}^0[K^+\pi^-]\pi^+$ и $B \rightarrow J/\psi[l^+l^-]K$. Однако при этом существенно снижается число восстановленных B -мезонов и ухудшается статистическая точность. Для компенсации этого эффекта, величина \mathcal{B} вычислялась как

$$\mathcal{B}_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi} = \mathcal{B}^{\text{sel}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi) \times r \times \frac{N^{\text{all}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)})}{N^{\text{sel}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)})}, \quad (4.10)$$

где $N^{\text{all}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)})$ и $N^{\text{sel}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)})$ – числа B -мезонов, восстановленных во всех каналах (индекс all) и в отобранных каналах (индекс sel) распада для случая, когда B -мезоны рождаются в двухчастичных процессах $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$, сигнал которых существенно больше (см. Рис. 4.2), чем от изучаемых трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$. Двухчастичные процессы $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ выделялись требованием на импульс B -кандидата $0.9 \text{ ГэВ}/c < P(B) < 1.35 \text{ ГэВ}/c$, а соответствующее число B -мезонов определялось из аппроксимации распределения по $M(B)$. В результате были получены следующие значения: $N^{\text{all}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)}) = 10131 \pm 152$ и $N^{\text{sel}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)}) = 2406 \pm 62$. Коэффициент r в формуле 4.10 является поправкой на возможную зависимость отношения эффективностей восстановления от импульса B -мезонов и определяется из моделирования как двойное отношение:

$$r = \frac{\mathcal{B}^{\text{sel}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)})}{\mathcal{B}^{\text{all}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)})} \times \frac{\mathcal{B}^{\text{all}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi)}{\mathcal{B}^{\text{sel}}(B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi)} = 1.002 \pm 0.010.$$

Как уже упоминалось ранее, из-за эффекта осцилляций в системе $B^0 - \bar{B}^0$ для части нейтральных B -мезонов сигнальной является WS комбинация, а не RS комбинация как в общем случае. Так как в нашей работе мы не исследуем временную эволюцию B -мезонов, то для вычисления поправки

Таблица 22 — Результаты вычисления величины видимого сечения для трехчастичных процессов. Первая из указанных неопределенностей является статистической, вторая – систематической. Для величин, где приведено только одно значение неопределенности, она является статистической.

Конечное состояние f	$B\bar{B}\pi$	$B\bar{B}^*\pi$	$B^*\bar{B}^*\pi$
N_f	13 ± 25	357 ± 30	161 ± 21
$\mathcal{B}_f, 10^{-6}$	293 ± 22	276 ± 21	223 ± 17
η	1.0	1.066	1.182
$\sigma_{\text{vis}}, \text{ пб}$	< 2.1	$11.2 \pm 1.0 \pm 1.2$	$5.61 \pm 0.73 \pm 0.66$

на осцилляцию необходимо проинтегрировать функцию эволюции по времени. В результате находим, что доля $\delta = x_d^2/2(1 + x_d^2) = 0.1874 \pm 0.0018$, где $x_d = 0.774 \pm 0.006$ [43] нейтральных B -мезонов в результате осцилляций комбинируется с π -мезонами с зарядом «неправильного» знака. Для поправки на этот эффект в выражение 4.8 введен поправочный коэффициент α , равный:

$$\alpha = \frac{\mathcal{B}_{\text{eff}}(B^+) + \mathcal{B}_{\text{eff}}(B^0)(1 - \delta)}{\mathcal{B}_{\text{eff}}(B)} = 0.897 \pm 0.007.$$

В разделе 4.4 мы видели, что в процессах $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$ распределение конечных частиц, а также эффективность восстановления не являются равномерными по фазовому пространству. Поэтому для корректного вычисления трехчастичных сечений необходимо учесть эти эффекты. Поправочный коэффициент η в выражении 4.8 учитывает этот эффект и определяется из моделирования. Для процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi$, где статистически значимого сигнала не наблюдается, используется значение эффективности, определенное при равномерном распределении частиц по фазовому пространству ($\eta \equiv 1.0$), для вычисления верхнего предела на сечение. Результаты вычисления видимых сечений трехчастичных процессов приведены в Таблице 22. Для сечения процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi$ мы вычисляем верхний предел на уровне значимости 90%: $\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi) < 2.1$ пб с учетом систематической неопределенности.

Стоит отметить, что приведенные значения относятся к видимым сечениям. Для определения физически значимых полных сечений необходимо внести поправку на излучение в начальном состоянии. Для вычисления величины этой поправки требуется знать поведение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow$

Таблица 23 — Сводная таблица результатов по распадам Z_b в конечные состояния, содержащие боттомоний.

Процесс	σ_{vis} , пб	$f_{Z_b(10610)}$, %	$f_{Z_b(10650)}$, %	Ссылка
$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$1.51 \pm 0.08 \pm 0.09$	$4.8 \pm 1.2_{-0.3}^{+1.5}$	$0.87 \pm 0.32_{-0.12}^{+0.16}$	[98]
$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$2.71 \pm 0.11 \pm 0.30$	$18.1 \pm 3.1_{-0.3}^{+4.2}$	$4.05 \pm 1.2_{-0.15}^{+0.95}$	[98]
$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$	$0.97 \pm 0.06 \pm 0.11$	$30.0 \pm 6.2_{-7.1}^{+5.4}$	$13.3 \pm 3.6_{-1.4}^{+2.6}$	[98]
$h_b(1P)\pi^+\pi^-$	$1.22 \pm 0.22 \pm 0.30$	$42.3_{-12.7-0.8}^{+9.5+6.7}$	$60.2_{-21.1-3.8}^{+10.3+4.1}$	[107]
$h_b(2P)\pi^+\pi^-$	$2.09 \pm 0.23 \pm 0.55$	$35.2_{-9.4-13.4}^{+15.6+0.1}$	$64.8_{-11.4-15.5}^{+15.2+6.7}$	[107]

$B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ при энергиях ниже текущего значения энергии в системе центра масс, вплоть до порога рождения. На настоящий момент такая экспериментальная информация отсутствует. Однако согласно нашим предварительным результатам [108], энергетическая зависимость сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ в области энергий $\Upsilon(4S) - \Upsilon(6S)$ согласуется с измеренной зависимостью для процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, поэтому можно ожидать существенное сокращение влияния этого фактора при вычислении вероятностей распада Z_b в наблюдаемые конечные состояния.

Используя результаты, полученные в этом разделе, а также результаты исследования процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$) и $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1,2$), для удобства приведенные в Таблице 23, вычислим отношение вероятности распада Z_b состояний в канале $B^*\bar{B}^{(*)}$ к вероятности распада в конечные состояния, содержащие боттомоний:

$$\frac{\mathcal{B}(Z_b(10610)^+ \rightarrow (B\bar{B}^* + \bar{B}B^*)^+)}{\sum_n \mathcal{B}(Z_b(10610)^+ \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+) + \sum_m \mathcal{B}(Z_b(10610)^+ \rightarrow h_b(mP)\pi^+)} = \frac{\sigma_{vis}((B\bar{B}^*)^+\pi^-) f_{Z_b\pi}((B\bar{B}^*)^+\pi^-)}{\sum_n \sigma_{vis}(\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-) f_{Z_b\pi}(\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-) + \sum_m \sigma_{vis}(h_b(mP)\pi^+\pi^-) f_{Z_b\pi}(h_b(mP)\pi^+\pi^-)} = \quad (4.11)$$

$$4.76 \pm 0.64 \pm 0.75.$$

И аналогично для состояния $Z_b(10650)$:

$$\frac{\mathcal{B}(Z_b(10650)^+ \rightarrow (B^*\bar{B}^*)^+)}{\sum_n \mathcal{B}(Z_b(10650)^+ \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+) + \sum_m \mathcal{B}(Z_b(10650)^+ \rightarrow h_b(mP)\pi^+)} = \frac{\sigma_{vis}((B^*\bar{B}^*)^+\pi^-) f_{Z_b'\pi}((B^*\bar{B}^*)^+\pi^-)}{\sum_n \sigma_{vis}(\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-) f_{Z_b'\pi}(\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-) + \sum_m \sigma_{vis}(h_b(mP)\pi^+\pi^-) f_{Z_b'\pi}(h_b(mP)\pi^+\pi^-)} = \quad (4.12)$$

$$2.40 \pm 0.44 \pm 0.50.$$

В работе [109] приводится оценка отношения вероятностей трехчастичных процессов $\Upsilon(5S) \rightarrow B^*\bar{B}\pi$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$ исходя из различной

динамики этих переходов. Так, если доминирующими являются распады с промежуточным рождением $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ соответственно, то отношение вероятностей приблизительно равно $\frac{\mathcal{B}(\Upsilon(5S) \rightarrow B^* \bar{B}^* \pi)}{\mathcal{B}(\Upsilon(5S) \rightarrow B^* \bar{B}^* \pi)} = 2$. В случае распадов равномерно по фазовому пространству это отношение увеличивается до 4. По результатам наших измерений это отношение равно

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow (B\bar{B}^*)^+ \pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow (B^* \bar{B}^*)^+ \pi^-)} = 2.0 \pm 0.44,$$

что хорошо согласуется с нашим выводом о том, что вклад амплитуд с промежуточным рождением $Z_b(10610)/Z_b(10650)$ является доминирующим.

Таблица 24 — Список вероятностей распадов резонансов $Z_b^+(10610)$ и $Z_b^+(10650)$ в предположении, что приведенный набор каналов распада является полным.

Конечное состояние	Вероятность, %	
	$Z_b(10610)$	$Z_b(10650)$
$\Upsilon(1S)\pi^+$	$0.60 \pm 0.17 \pm 0.07$	$0.17 \pm 0.06 \pm 0.02$
$\Upsilon(2S)\pi^+$	$4.05 \pm 0.81 \pm 0.58$	$1.38 \pm 0.45 \pm 0.21$
$\Upsilon(3S)\pi^+$	$2.40 \pm 0.58 \pm 0.36$	$1.62 \pm 0.50 \pm 0.24$
$h_b(1P)\pi^+$	$4.26 \pm 1.28 \pm 1.10$	$9.23 \pm 2.88 \pm 2.28$
$h_b(2P)\pi^+$	$6.08 \pm 2.15 \pm 1.63$	$17.0 \pm 3.7 \pm 4.1$
$B^+ \bar{B}^{*0} + \bar{B}^0 B^{*+}$	$82.6 \pm 2.9 \pm 2.3$	—
$B^{*+} \bar{B}^{*0}$	—	$70.6 \pm 4.9 \pm 4.4$

Кроме того, в предположении, что уже наблюдаемые каналы распада резонансов Z_b в конечные состояния $\Upsilon(nS)\pi$ ($n = 1, 2, 3$), $h_b(mP)\pi$ ($m = 1, 2$) и $B^* \bar{B}^{(*)}$ составляют основную часть всех возможных распадов, получен список вероятностей распадов, приведенный в Таблице 24. Поскольку в конечном состоянии $B\bar{B}^* \pi$ не наблюдается статистически значимого сигнала $Z_b(10650)$, канал $Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^*$ в основной список не включен. Однако если использовать центральное значение для амплитуды этого процесса из Таблицы 21 (решение 2 в третьей модели), то и в этом случае комбинированный канал распада $Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^* + B^* \bar{B}^*$ является доминирующим.

Глава 5. Интерпретация экзотических состояний

Экспериментальное обнаружение экзотических чармониеподобных, а затем и боттомониеподобных состояний вызвало огромный интерес среди теоретиков и инициировало заметную активность в этой сравнительно плохо исследованной области физики сильных взаимодействий.

Вскоре после обнаружения состояния $X(3872)$ и других чармониеподобных состояний было предложено несколько возможных интерпретаций их внутренней структуры, которые условно можно разделить на следующие основные группы:

- мезонная молекула,
- четырехкварковое состояние,
- гибридное состояние,
- динамический эффект.

В настоящее время нет однозначных указаний на то, какая из этих моделей является истинной. Возможно, что для описания свойств всего многообразия обнаруженных после 2003 года чармониеподобных и боттомониеподобных резонансов необходимо привлекать несколько или даже все эти модели или их комбинации. Тем не менее, со времени обнаружения первого такого состояния $X(3872)$ произошел существенный прогресс в разработке феноменологических подходов для их описания. Дополнительная экспериментальная информация с работающих и планируемых экспериментов безусловно поможет улучшить наше понимание динамики сильных взаимодействий при сравнительно низких энергиях.

Кратко рассмотрим некоторые особенности основных моделей, используемых в настоящее время для описания свойств кваркониеподобных состояний.

5.1 Мезонная молекула

Возможность молекулярных состояний в системе легких мезонов впервые обсуждалась в работах Торнквиста [110], а также в работе [111], где делается вывод о том, что интенсивность взаимодействия может быть недо-

статочной для связи системы легких мезонов (например $K^* \bar{K}^*$), но вопрос о связи системы более тяжелых мезонов оставался открытым. Возможность молекулярных состояний в системе чармония обсуждалась М.Б. Волошиным и Л.Б. Окунем в работе 1976 года [112]. После обнаружения состояния $X(3872)$, масса которого находится вблизи суммы масс комбинации $\bar{D}^0 D^{*0}$, эти идеи получили дальнейшее развитие [113–115]. Применение модели мезонной молекулы для описания состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ дано в работе [116]. Для краткости записи, в дальнейшем в этой главе будем обозначать состояние $Z_b(10610)$ как Z_b , а состояние $Z_b(10650)$ как Z'_b .

Поскольку разница масс заряженных и нейтральных B -мезонов пренебрежимо мала, изотопическая симметрия для боттомониеподобных многокварковых систем должна выполняться с высокой точностью. Тогда можно предположить, что на больших расстояниях ($r \gg \Lambda_{QCD}^{-1}$) волновую функцию Z_b состояний можно представить в виде мезон-антимезонной пары, находящейся в S -волне, с квантовыми числами $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$. То есть $B^* \bar{B} - \bar{B}^* B$ для Z_b и $B^* \bar{B}^*$ для Z'_b . На малых расстояниях ($r \sim \Lambda_{QCD}^{-1}$) мезонные волновые функции перекрываются, образуя систему, состоящую из пары тяжелых кварка и антикварка, а также легких кварков и глюонов с квантовыми числами изотриплета.

Еще одним модельным упрощением является предположение, что в пределе $m_b \gg \Lambda_{QCD}$ спиновые степени свободы b -кварка в волновой функции B и B^* -мезонов можно отделить от остальных степеней свободы. В результате этого волновая функция мезона может быть записана как прямое произведение $\bar{\psi}_{\bar{q}} \chi_b$, где χ_b – спинор, описывающий спиновое состояние b -кварка, а $\bar{\psi}_{\bar{q}}$ – волновая функция связанного состояния легкого антикварка и бесспинового b -кварка. Точность этого приближения определяется величиной отношения $\Lambda_{QCD}/m_b = O(0.1)$, и ожидаемые поправки составляют величину порядка 10%. Таким образом, волновая функция для \bar{B} -мезона запишется как $\Psi_{\bar{B}} = \bar{\psi}_{\bar{q}} \chi_b$, а для \bar{B}^* -мезона как $\vec{\Psi}_{\bar{B}^*} = \bar{\psi}_{\bar{q}} \vec{\sigma} \chi_b$, где $\vec{\sigma}$ – вектор, построенный из матриц Паули (соответственно $\Psi_B = \bar{\chi}_{\bar{b}} \psi_q$ и $\vec{\Psi}_{B^*} = -\bar{\chi}_{\bar{b}} \vec{\sigma} \psi_q$ для B и B^* -мезонов). Тогда спиновая часть полной волновой функции пары тяжелых мезонов в S -волне с квантовыми числами $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$ запишется в виде

$$\begin{aligned} i\epsilon_{ijk}(\bar{\chi}_{\bar{b}} \sigma^j \psi_{q_2})(\bar{\psi}_{\bar{q}_1} \sigma^k \chi_b) &= (\bar{\chi}_{\bar{b}} \chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{q}_2} \sigma_i \psi_{q_1}) - (\bar{\chi}_{\bar{b}} \sigma_i \chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{q}_2} \psi_{q_1}) \\ &\sim 0_{\bar{b}b}^- \otimes 1_{\bar{q}_1 q_2}^- - 1_{\bar{b}b}^- \otimes 0_{\bar{q}_1 q_2}^- \end{aligned} \quad (5.1)$$

для системы $B^* \bar{B}^*$ и

$$\begin{aligned} (\bar{\chi}_{\bar{b}} \sigma^i \psi_{q_2})(\bar{\psi}_{\bar{q}_1} \chi_b) + (\bar{\chi}_{\bar{b}} \psi_{q_2})(\bar{\psi}_{\bar{q}_1} \sigma^i \chi_b) &= -(\bar{\chi}_{\bar{b}} \chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{q}_1} \sigma^i \psi_{q_2}) - (\bar{\psi}_{\bar{q}_1} \sigma^i \chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{q}_1} \psi_{q_2}) \\ &\sim 0_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 1_{\bar{q}_1 q_2}^- + 1_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 0_{\bar{q}_1 q_2}^- \end{aligned} \quad (5.2)$$

для системы $B^* \bar{B} - B \bar{B}^*$, где 0^- и 1^- обозначают пара- и орто-состояния соответствующей кварк-антикварковой пары. Сконструированные состояния описывают случай идеального смешивания орто- и пара-состояний системы $\bar{b}\bar{b}$. В предположении, что состояния Z_b и Z'_b обусловлены молекулярной динамикой соответствующей мезонной пары, можно заключить, что спиновые части их волновых функций должны иметь такую же структуру:

$$\begin{aligned} |Z_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (0_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 1_{\bar{q}_1 q_2}^- + 1_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 0_{\bar{q}_1 q_2}^-), \\ |Z'_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (0_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 1_{\bar{q}_1 q_2}^- - 1_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 0_{\bar{q}_1 q_2}^-). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Аналогичный подход к рассмотрению спиновой структуры резонанса $X(3872)$ как молекулярного мезонного состояния $D^0 \bar{D}^{*0} + \bar{D}^0 D^{*0}$ со спиновой частью волновой функции $1_{\bar{c}\bar{c}}^- \otimes 1_{u\bar{u}}^-$ был применен в работе [114].

Уже на этом этапе, исходя из структуры полученных волновых функций 5.3, можно сделать несколько экспериментально проверяемых выводов о свойствах Z_b и Z'_b состояний. А именно:

- 1) ширины резонансов Z_b и Z'_b должны быть одинаковыми;
- 2) с помощью каскадного механизма рождения $e^+e^- \rightarrow Z_b \pi$, $Z_b \rightarrow h_b(mP) \pi$ снимается подавление для процесса $e^+e^- \rightarrow h_b(mP) \pi^+ \pi^-$ из-за необходимости переворота спина тяжелого b -кварка;
- 3) относительная фаза между амплитудами Z_b и Z'_b в конечных состояниях $\Upsilon(nS) \pi$ и $h_b(mP) \pi$ отличается на 180° .
- 4) распад на пару $B^* \bar{B}^{(*)}$ является доминирующим каналом;
- 5) при идеальном смешивании спиновые волновые функции для Z_b и Z'_b ортогональны, а значит распад $Z_b \rightarrow \bar{B} B^*$ запрещен симметрией тяжелых кварков, несмотря на то, что по квантовым числам он разрешен, а по фазовому объему даже более выгоден.

Отметим, однако, что идеальное смешивание орто- и пара-состояний является модельным предположением и его причины еще предстоит понять. Все эти свойства, ожидаемые из молекулярной модели, хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Основным недостатком молекулярной модели считается то, что измеренные массы околопороговых резонансов, таких как $Z_c(3900)$, $Z_c(4020)$, оба состояния Z_b и даже $X(3872)$, находятся либо слегка выше суммы масс пары соответствующих мезонов ($D^*\bar{D}^{(*)}$ или $B^*\bar{B}^{(*)}$), либо лишь условно ниже порога ($M_{X(3872)} - M_{D^0} - M_{D^{*0}} = -0.142 \pm 0.220$ МэВ для $X(3872)$). В связи с этим стоит отметить, что ввиду указанной близости масс резонансов к соответствующим порогам, экспериментально измеренные значения масс и ширин резонансов существенно чувствительны к используемой параметризации кривой возбуждения. Результаты, представленные в диссертации, получены с параметризацией простой функцией Брейта-Вигнера, параметры которой определялись независимо в каждом канале распада. В работе [117] рассматривается подход для описания формы резонансов, учитывающий унитарность и аналитичность амплитуды. Такой подход позволил бы провести совместный анализ всех наблюдаемых каналов распада Z_b и Z'_b состояний и корректнее определить положение соответствующих полюсов.

Кроме того, ввиду предположительно большого размера молекулярной системы, рождение таких состояний в жестких адронных столкновениях ожидается сильно подавленным. Однако это противоречит результатам по измерению сечения неупругого рождения состояния $X(3872)$ в протон-протонных столкновениях, полученных с детектором CMS [118]. Измеренное сечение рождения состояния $X(3872)$ составляет величину, сравнимую с сечением рождения состояний обычного чармония J/ψ и $\psi(2S)$. Возможным объяснением этого результата в рамках молекулярной модели является наличие в волновой функции $X(3872)$ примеси классического чармония χ_{c2} [114, 119].

5.2 Четырехкварковые состояния

В качестве альтернативы молекулярной структуре четырехкварковой комбинации была предложена модель, в которой новые состояния рассматриваются как компактные структуры, состоящие из связанной системы дикварка (в состоянии цветового антитриплета) и антидикварка (цветовой

триплет) [120]. Впервые такой подход был предложен в работе [121] для описания пентакварка как системы антидикварк-антидикварк-кварк.

Такой подход позволил бы объяснить большое сечение рождения состояния $X(3872)$ в протон-протонных столкновениях, однако, в общем случае, ведет к предсказанию большого количества новых состояний, не наблюдаемых в эксперименте. Для того, чтобы обойти эти трудности, можно предположить [122], что волновая функция $|Y\rangle$ четырехкварковой системы $(Q\bar{Q}q_1\bar{q}_2)$ есть линейная комбинация

$$|Y\rangle = \alpha \left| [Qq_1]_{\bar{3}_c}, [\bar{Q}\bar{q}_2]_{3_c} \right\rangle + \beta \left| [Q\bar{Q}]_{1_c}, [q_1\bar{q}_2]_{1_c} \right\rangle + \gamma \left| [Q\bar{q}_2]_{1_c}, [\bar{Q}q_1]_{1_c} \right\rangle, \quad (5.4)$$

при этом выполняется соотношение $|\beta|^2, |\gamma|^2 \gg |\alpha|^2$. Индексы 1_c и 3_c указывают на то, в каком состоянии находится система дикварка – цветовой синглет и цветовой триплет, соответственно. Такое соотношение коэффициентов означало бы, что в неупругих адронных столкновениях рождение четырехкварковой структуры происходит за счет ее компактной части $\left| [Qq]_{\bar{3}_c}, [\bar{Q}\bar{q}]_{3_c} \right\rangle$, но при распаде и адронизации наблюдается преимущественно как пара мезонов.

Идея тетракварков была впервые предложена еще в 1977 году в работах [123–125] при попытке объяснить природу легких скалярных мезонов $a_0(980)$ и $f_0(980)$. В качестве одного из основных преимуществ этой модели приводится то, что связь дикварк-антидикварковой системы обеспечивается за счет цветового взаимодействия, а значит система естественным образом может быть компактной. Основным же недостатком этой модели является то, что, как правило, она предсказывает широкий спектр состояний, которые не наблюдаются экспериментально. Предложенные решения этого разногласия требуют выполнения ряда достаточно специфических условий. Кроме того, сама возможность комбинации пары тяжелого и легкого кварка в связанное дикварковое состояние не является надежно установленной.

В такой модели канал распада Z_b в $B^{(*)}\bar{B}^*$ не является выделенным и не должен доминировать. Кроме того, более тяжелый $Z_b(10650)$ сильнее связан с каналом $B\bar{B}^*$. Такая картина полностью противоречит существующим экспериментальным результатам, что делает интерпретацию Z_b состояний как связанную систему дикварка и антидикварка маловероятной.

Тем не менее, модель дикварков может оказаться успешной при описании систем, содержащих несколько тяжелых кварков, например cc или bb . Так в эксперименте LHCb недавно было обнаружен дважды очарованный

барион Ξ_{cc}^{++} с массой 3621.4 ± 0.78 МэВ [126], состоящий из ccu -кварков. В контексте дикварковой модели эти результаты могут быть использованы для более надежного определения энергии связи тяжелого дикварка. Так, в работе [127] даются предсказания на величину массы тетракварков, содержащих два b -кварка, например $M(T(bb\bar{u}\bar{d})) = 10389 \pm 12$ МэВ с квантовыми числами $J^P = 1^+$. Стоит отметить, что ввиду того, что распад такого состояния на пару BB или BB^* -мезонов запрещен кинематически, он возможен только за счет слабого взаимодействия, и следовательно такое состояние будет долгоживущим. Типичным каналом распада в этом случае будет $(bb\bar{u}\bar{d}) \rightarrow \bar{B}D\pi^+(\rho^+)$, поиск которого возможен в эксперименте ЛНСб.

5.3 Адрокварконий и гибридные состояния

Основные различия между молекулярной и четырехкварковой моделями можно охарактеризовать способом кластеризации входящих в состав резонанса конститuentных кварков. Модель, обсуждаемая в этой главе, отличается от ранее рассмотренных тем, что в ней предполагается разделение тяжелых и легких степеней свободы. Такую систему иногда называют адрокварконий. Она может рассматриваться как некоторое обобщение модели для описания связи между состоянием чармония (в частности ψ и $\psi(2S)$) с ядром при рассмотрении неупругого рассеяния [128].

Модель адрокваркония была предложена для описания Y состояний, для которых $J^{PC} = 1^{--}$ (например $Y(4260)$, $Y(4360)$ и $Y(4660)$), а также состояния $Z_c(4430)$ [129, 130]. В этой модели резонансные структуры описываются как состоящие из компактного ядра (тяжелых кварка и антикварка $c\bar{c}$) и облака легких кварков. Все эти резонансы наблюдались только в спектрах инвариантных масс комбинации чармония и π -мезонов, например, $Y(4260) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ или $Y(4360) \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$. Тут стоит отметить, что состояние $Z_c(4430)$ наблюдалось в распаде $B \rightarrow \psi(2S)\pi K$, при этом состояния $Z_c(3900)$ и $Z_c(4020)$, также впервые обнаруженные в спектре инвариантных масс комбинаций $J/\psi\pi^\pm$ и $\psi(2S)\pi^\pm$ в процессах $e^+e^- \rightarrow Y\pi^+\pi^-$, несмотря на их меньшую массу, не наблюдаются в распадах B -мезонов. Мы вернемся к обсуждению этих различий в Главе 6.

В общем случае, модель адрокваркония предсказывает более высокие значения масс экзотических резонансов, кваркониевое ядро которых имеет более высокое возбуждение $\psi(2S)$ в случае чармония или $\Upsilon(3S)$ в случае боттомония. Возможно, это могло бы объяснить тот факт, что три из перечисленных выше четырех чармониеподобных состояний распадаются в конечные состояния с наличием $\psi(2S)$. Тем не менее, благодаря недиагональной хромополяризуемости, возможны переходы и с несохранением структуры ядра адрокваркония, а значит резонансы $Y(4360)$ и $Y(4660)$ должны наблюдаться и в комбинации с J/ψ , хоть эти процессы и существенно подавлены. Увеличение экспериментальной статистики в эксперименте BESIII позволит проверить эту гипотезу.

5.4 Динамическая модель

Помимо моделей, рассматривающих резонансы Z_b и Z'_b как связанные (в том или ином виде) системы четырех кварков, были предложены модели, где проводится попытка описать наблюдаемые структуры как динамические эффекты, возникающие на пороге рождения пары тяжелых мезонов $\bar{B}B^*$ или \bar{B}^*B^* . Ниже приведены некоторые из предложенных механизмов возникновения околопороговых структур.

1) Перерасcеяние $\bar{B}^{(*)}B^*$ -мезонов, которому в эффективной теории соответствуют диаграммы, приведенные на Рис. 5.1, взятые из работ [131, 132]. Несмотря на то, что система $\bar{B}^{(*)}B^*$ в этом случае может обладать опреде-

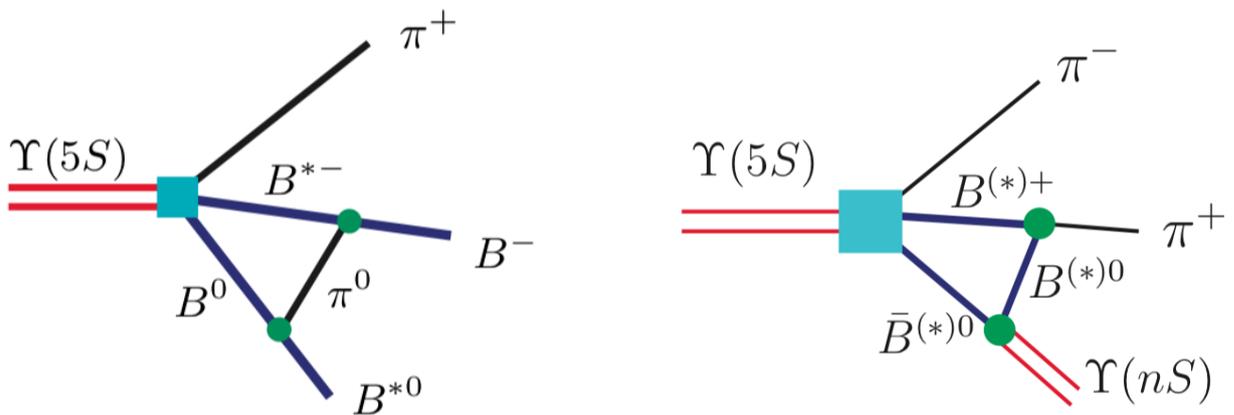


Рисунок 5.1 — Примеры диаграмм перерасcеяния $\bar{B}^{(*)}B^*$ -мезонов [131, 132].

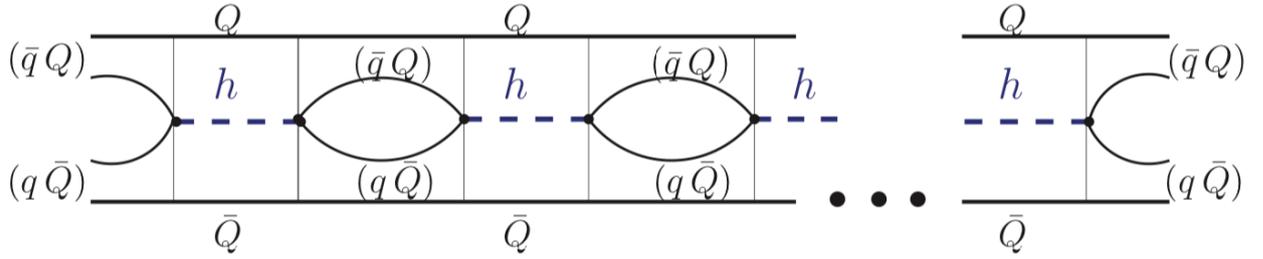


Рисунок 5.2 — Цепочка переходов между состояниями системы $h + (\bar{Q}Q)$ и $(\bar{q}Q)(q\bar{Q})$, где h обозначает легкий адрон [133].

ленными квантовыми числами, ее распределение по инвариантной массе не является резонансным – приводящиеся в работах [131, 132] распределения по $M(B^{(*)}\bar{B}^*)$, $M(\Upsilon(nS)\pi)$ и $M(h_b(mP)\pi)$ имеют существенно менее выраженную структуру чем те, что наблюдаются в эксперименте. Тот факт, что использованная в нашем анализе функция Брейта-Вигнера для параметризации амплитуд Z_b в анализе динамики процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ хорошо согласуется с данными, указывает на быстрое изменение фазы при переходе через пик Z_b . Тем не менее, вопрос о том, сможет ли эффект перерасеяния описать такое быстрое изменение фазы пока остается открытым.

2) Если константы связи в вершинах перерасеяния велики, то необходимо учитывать более высокие порядки, как показано на Рисунке 5.2, взятом из работы [133]. Здесь в вершинах $\bar{Q}Q\pi$ система состоит из боттомония и пиона, а на этапах $(\bar{q}_2Q)(q_1\bar{Q})$ из пары $B^*\bar{B}^{(*)}$ -мезонов. При суммировании вкладов таких последовательностей может возникать так называемый резонанс связанных каналов (“coupled channel resonance”).

3) Наконец, по аналогии с дейтоном, в процессе обмена легкими мезонами между $B^{(*)}$ и \bar{B}^* , также может возникать связанное состояние. В работе [134] приведены расчеты с учетом обмена π , ρ и ω -мезонами с учетом связи каналов $\bar{B}B$, $\bar{B}B^*$ и \bar{B}^*B^* . В результате вычислений было установлено существование состояний со свойствами, аналогичными $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

Все три механизма не являются независимыми и тесно связаны между собой. Успешная феноменологическая модель должна учитывать как перерасеяние в s -канале, так и обмен мезонами в t -канале. Кроме предсказания масс и ширин, существенной информацией явилось бы предсказание формы кривой возбуждения Z_b резонансов, которую можно было бы использовать

при аппроксимации экспериментальных данных и лучше понять вклад различных механизмов.

Глава 6. Обсуждение результатов

В представленной диссертации было надежно установлено существование двух изотриплетов боттомониеподобных состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. Заряженные компоненты изотриплетов с высокой статистической значимостью наблюдались в пяти различных конечных состояниях: помимо описанных в диссертации конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi$, где $n = 1, 2, 3$, оба резонанса также наблюдаются в системе $h_b(mP)\pi$, где $m = 1, 2$. На Рис. 6.1 представлены распределения по инвариантной массе $h_b(mP)\pi$ системы из работы [93].

Значения параметров резонансов Z_b , измеренные в различных каналах распада, приведены в Таблице 25 и находятся в хорошем согласии друг с другом. Для наглядности, сравнение этих же результатов представлено на Рис. 6.2. При статистическом усреднении по всем пяти каналам, получаем:

$$M[Z_b(10610)^\pm] = 10607.2 \pm 2.0 \text{ МэВ}/c^2, \quad (6.1)$$

$$\Gamma[Z_b(10610)^\pm] = 18.4 \pm 2.4 \text{ МэВ}, \quad (6.2)$$

$$M[Z_b(10650)^\pm] = 10652.2 \pm 1.5 \text{ МэВ}/c^2, \quad (6.3)$$

$$\Gamma[Z_b(10650)^\pm] = 11.5 \pm 2.2 \text{ МэВ}, \quad (6.4)$$

где статистическая и систематическая неопределенности сложены квадратично. Отметим некоторые экспериментально установленные особенности,

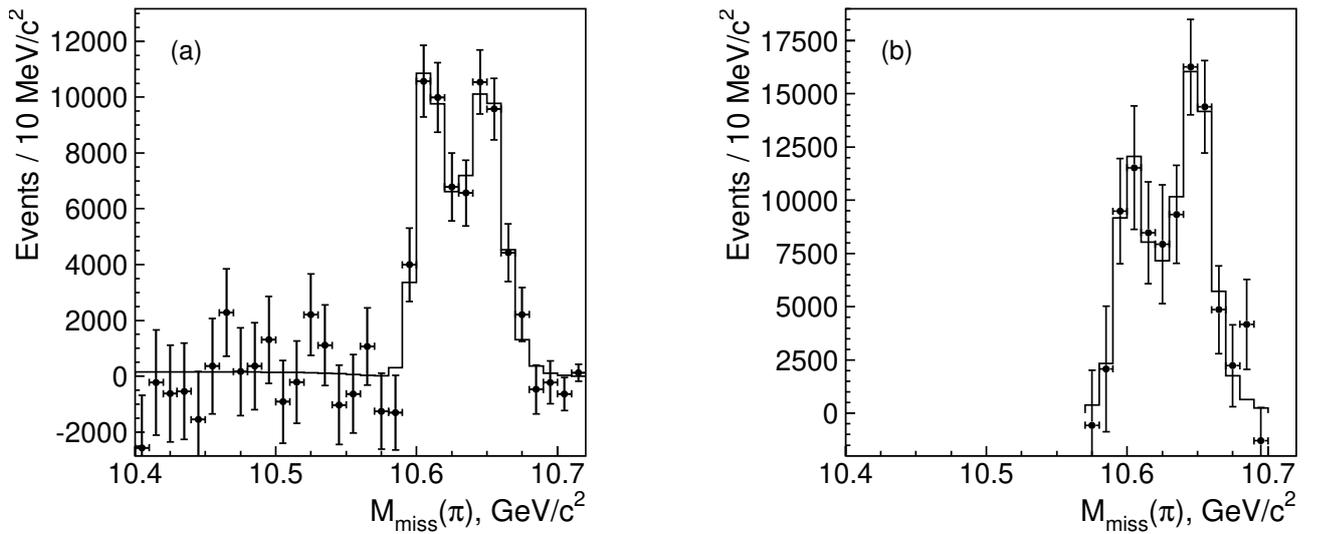


Рисунок 6.1 — Распределение по инвариантной массе системы $h_b(1P)\pi$ (слева) и $h_b(2P)\pi$ (справа) в процессе $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, $m = 1, 2$. Из работы [93].

Таблица 25 — Результаты измерений масс и ширин Z_b резонансов в различных конечных состояниях.

	$M(Z_{b1}), \text{МэВ}/c^2$	$\Gamma(Z_{b1}), \text{МэВ}$	$M(Z_{b2}), \text{МэВ}/c^2$	$\Gamma(Z_{b2}), \text{МэВ}$
$\Upsilon(1S)\pi$	$10611 \pm 4 \pm 3$	$22.3 \pm 7.7_{-4}^{+3}$	$10657 \pm 6 \pm 3$	$16.3 \pm 9.8_{-2}^{+6}$
$\Upsilon(2S)\pi$	$10609 \pm 2 \pm 3$	$24.2 \pm 3.1_{-3}^{+2}$	$10651 \pm 2 \pm 3$	$13.3 \pm 3.3_{-3}^{+4}$
$\Upsilon(3S)\pi$	$10608 \pm 2 \pm 3$	$17.6 \pm 3 \pm 3$	$10652 \pm 1 \pm 2$	$8.4 \pm 2 \pm 2$
$h_b(1P)\pi$	$10605 \pm 2_{-1}^{+3}$	$11.4_{-3.9-1.2}^{+4.5+2.1}$	$10654 \pm 3_{-2}^{+1}$	$20.9_{-4.7-5.7}^{+5.4+2.1}$
$h_b(2P)\pi$	10599_{-3-4}^{+6+5}	13_{-8-7}^{+10+9}	10651_{-3-2}^{+2+3}	$19 \pm 7_{-7}^{+11}$
Среднее	10607.2 ± 2.0	18.4 ± 2.4	10607.2 ± 1.5	11.5 ± 2.2

которые могут играть важную роль при дальнейшем обсуждении природы этих состояний:

- амплитуды рождения $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ во всех каналах близки по величине;
- относительная фаза между амплитудами $Z_b(10610)$ и $Z_b(10610)$ согласуется с нулем для каналов $\Upsilon(nS)\pi^\pm$ и с 180° для каналов $h_b(mP)\pi^\pm$;
- измеренные значения масс для $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ состояний в пределах экспериментальных неопределенностей совпадают с суммой масс $B\bar{B}^*$ ($10604.6 \text{ МэВ}/c^2$) и $B^*\bar{B}^*$ ($10650.2 \text{ МэВ}/c^2$) соответственно;

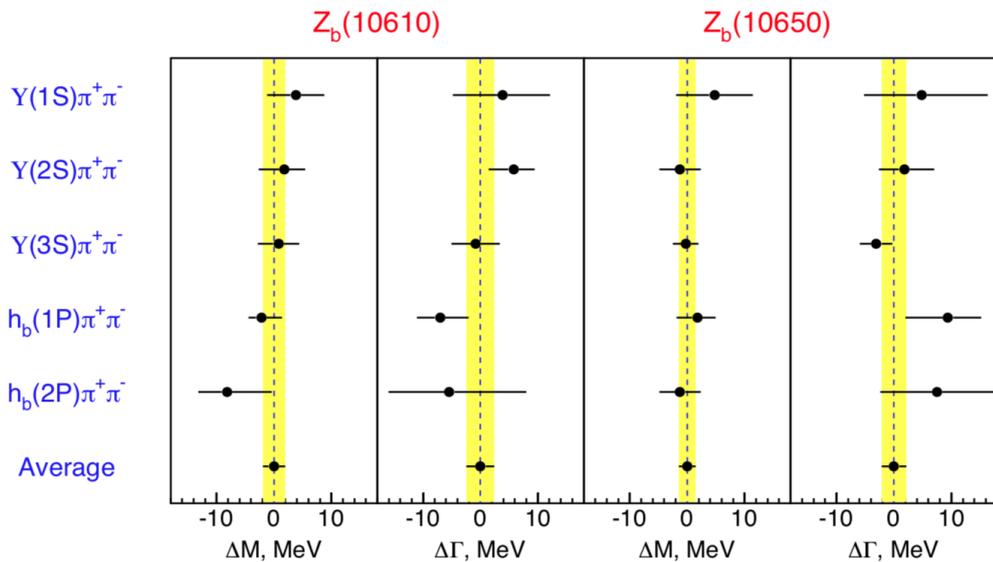


Рисунок 6.2 — Сравнение значений масс и ширин состояний Z_b , измеренных в пяти конечных состояниях (см. Таблицу 25).

- из наблюдения распадов заряженных состояний $Z_b^\pm \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^\pm$ следует, что помимо кварковой пары $b\bar{b}$ в их состав входит дополнительная пара легких кварка-антикварка $u\bar{d}$.

6.1 Сравнение с системой чармония

Как уже отмечалось в Главе 1.7, наблюдение существенного одновременного усиления сечений процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$ при энергии в системе центра масс 4.26 ГэВ послужило мотивацией к поиску, на тот момент еще не наблюдавшегося, состояния h_b на энергии резонанса $\Upsilon(10860)$, где также наблюдались аномально большие сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$. Успешное наблюдение состояний $h_b(mP)$, а затем и двух новых резонансов Z_b в процессах $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, $m = 1,2$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$, в свою очередь, привело к идее поиска аналогов Z_b , состояний Z_c , именно на энергии резонанса $Y(4260)$. Однако имевшейся на тот момент статистики было недостаточно для анализа динамики процессов $e^+e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$, поскольку первые наблюдения резонанса $Y(4260)$ были выполнены в процессе с излучением фотона в начальном состоянии, и число восстановленных сигнальных событий было мало.

Осенью 2012 года эксперимент BESIII начал набор данных при энергии пучков в системе центра масс выше 4 ГэВ с целью поиска и изучения новых чармониеподобных состояний. Начиная с 2013 года была опубликована серия работ, в которых было объявлено об обнаружении резонансных структур в следующих конечных состояниях: $Z_c(3885)^\pm \rightarrow (\bar{D}D^*)^\pm$, $Z_c(3900)^\pm \rightarrow \pi^\pm J/\psi$, $Z_c(4020)^\pm \rightarrow \pi^\pm h_c$ и $Z_c(4020)^\pm \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm$. Параметры этих резонансов приведены в Таблице 26. Стоит отметить, что массы и ширины для пары $Z_c(3885)$ и $Z_c(3900)$ состояний и для пары $Z_c(3885)$ и $Z_c(3900)$ состояний согласуются на уровне 2σ . Кроме того, при первом анализе промежуточных структур в этих измерениях не учитывалась интерференция между амплитудой Z_c и остальной частью трехчастичной амплитуды. Эти эффекты весьма существенны во всех каналах распада, включая канал $h_c\pi^\pm$ (в отличие от случая $h_b\pi^\pm$, где существенного нерезонансного вклада не наблюдается). Эф-

Таблица 26 — Результаты измерений масс и ширин Z_c резонансов вблизи порогов рождения $\bar{D}D^*$ и \bar{D}^*D^* .

Состояние	Масса, МэВ/ c^2	Ширина, МэВ	Процесс рождения	Ссылка
$Z_c(3885)^\pm$	3883.9 ± 4.5	25 ± 12	$e^+e^- \rightarrow \pi^\mp(\bar{D}D^*)^\pm$	[135]
$Z_c(4025)^\pm$	4026.3 ± 2.0	24.8 ± 9.5	$e^+e^- \rightarrow \pi^\mp(\bar{D}^*D^*)^\pm$	[136]
$Z_c(3900)^\pm$	3891.2 ± 3.3	40 ± 8	$e^+e^- \rightarrow \pi^\mp(J/\psi\pi)^\pm$	[137]
$Z_c(4020)^\pm$	4022.9 ± 2.8	7.9 ± 3.7	$e^+e^- \rightarrow \pi^\mp(h_c\pi)^\pm$	[138]

факты интерференции могут привести к систематическому сдвигу массы Z_c резонансов на величину вплоть до половины ширины резонанса. Более аккуратное измерение параметров Z_c резонансов в амплитудном анализе поможет понять, можно ли отождествить указанные пары резонансов.

Стоит отметить, что массы состояний $Z_c(3885)/Z_c(3900)$ и состояний $Z_c(4020)/Z_c(4025)$ находятся вблизи порога рождения $\bar{D}D^*$ и \bar{D}^*D^* соответственно. Все измеренные значения масс лежат приблизительно на 10 МэВ выше соответствующего порога. В рамках молекулярной модели будет затруднительно объяснить столь значительное превышение над порогом, однако учет интерференции и параметризации формы резонанса, отличной от функции Брейта-Вигнера, также может изменить ситуацию. Если предположить, что указанное отождествление можно провести, то свойства $Z_c(3885)/Z_c(3900)$ хорошо согласуются с молекулярной моделью. В частности, исходя из результатов измерений [135, 139], находим:

$$\frac{\Gamma[Z_c(3885)^\pm \rightarrow (\bar{D}D^*)^\pm]}{\Gamma[Z_c(3900)^\pm \rightarrow \pi^\pm J/\psi]} = 6.2 \pm 2.9, \quad (6.5)$$

что согласуется с доминирующим вкладом канала распада в $\bar{D}D^*$.

Имеется также указание на уровне 2.1σ на существование распада $Z_c(3900)^\pm \rightarrow \pi^\pm h_c$ [138], то есть на связь как с орто- так и с пара-состояниями чармония, при этом некоторое подавление перехода в $\pi^\pm h_c$ может, по крайней мере частично, объясняться существенно меньшим фазовым объемом.

Анализ распадов резонанса $Z_c(4020)/Z_c(4025)$ в состояния $J/\psi\pi$ и $h_c\pi$ демонстрирует зеркальную картину: в процессе $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$ при энергии в системе центра масс 4.26 ГэВ состояние $Z_c(4020)$ хорошо идентифицируется [138], в то время как в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ при этой же энергии

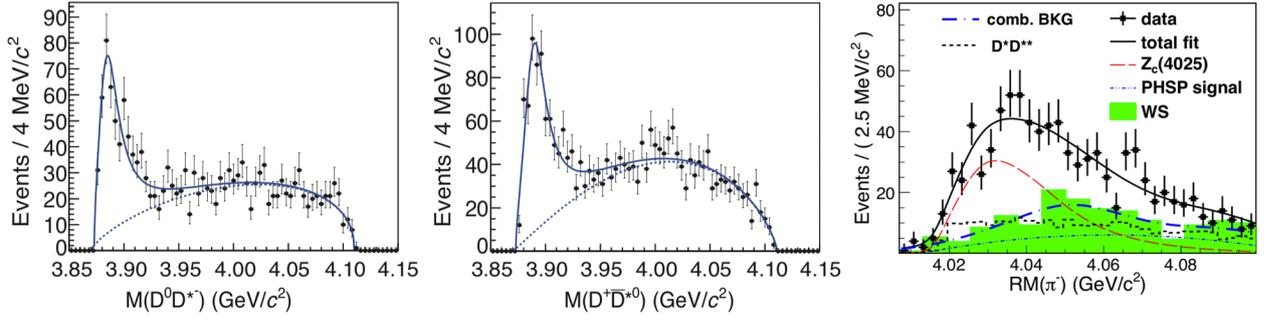


Рисунок 6.3 — Распределения по инвариантной массе системы $(\bar{D}D^*)^\pm$ из процесса $e^+e^- \rightarrow (\bar{D}D^*)^\pm\pi^\mp$ (слева и в центре [135]) и системы $(\bar{D}^*D^*)^\pm$ из процесса $e^+e^- \rightarrow (\bar{D}^*D^*)^\pm\pi^\mp$ (справа [136]).

в системе центра масс, на него нет никаких указаний [137]. Этот же вывод подтверждается и в недавнем анализе с большей статистикой [139].

Кроме того, в эксперименте BESIII был выполнен анализ процесса $e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp$ при энергии в системе центра масс 4.26 ГэВ, где из анализа распределения по инвариантной массе системы $(D^*\bar{D}^*)^\pm$ было сделан вывод о наблюдении структуры обозначенной как $Z_c(4025)$ [136]. Тут стоит отметить, что доступный фазовый объем для конечного состояния $(D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp$ при этой энергии весьма ограничен, и при ширине резонанса порядка 25 МэВ структура в системе $(D^*\bar{D}^*)^\pm$ выражена не столь явно. Для иллюстрации вышесказанного, на Рис. 6.3 приведены распределения по инвариантной массе $D\bar{D}^*$ и $(D^*\bar{D}^*)^\pm$ комбинаций из работ [135] и [136] соответственно. Эти распределения можно сравнить с распределениями по массе системы $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ -мезонов, приведенных на Рисунке 4.8.

Используя результаты измерений сечений процессов аннигиляции $e^+e^- \rightarrow Z_c(4020)^\pm\pi^\mp \rightarrow \pi^+\pi^-h_c$ [138] и $e^+e^- \rightarrow Z_c(4025)^\pm\pi^\mp \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp$ [136], можно вычислить отношение

$$\frac{\Gamma[Z_c(4025)^\pm \rightarrow (\bar{D}^*D^*)^\pm]}{\Gamma[Z_c(4020)^\pm \rightarrow \pi^\pm h_c]} = 12.0 \pm 5.2, \quad (6.6)$$

что также согласуется с доминирующим характером распада в \bar{D}^*D^* . Наконец, стоит отметить, что в канале $\bar{D}D^*$ не наблюдается указаний на наличие резонанса $Z_c(4025)$.

Таким образом, с учетом упомянутых выше отличий, можно сделать вывод, что в целом свойства двух Z_c состояний, наблюдаемых в системе чармония с массами на пороге рождения пары $\bar{D}D^*$ или \bar{D}^*D^* -мезонов, схожи

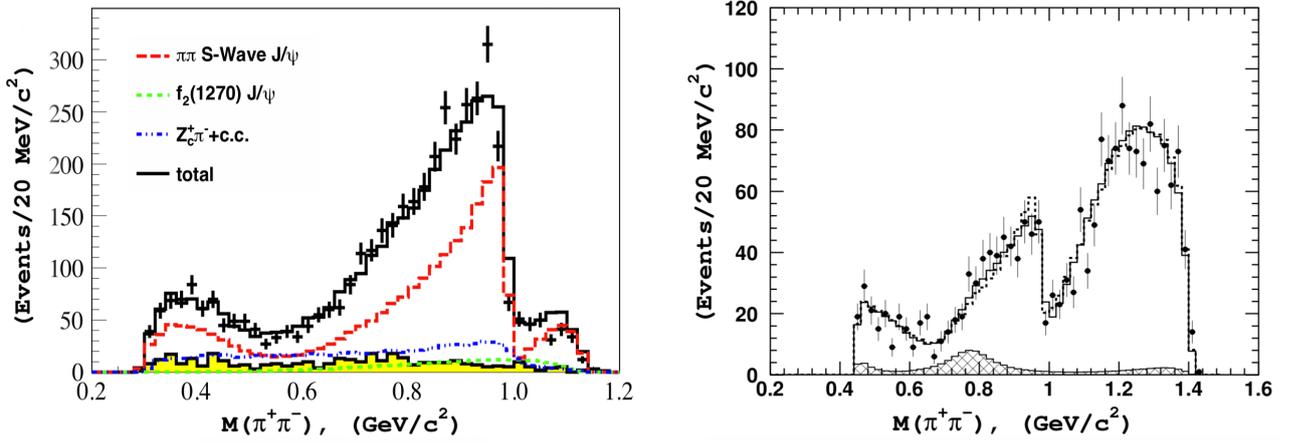


Рисунок 6.4 — Распределение по инвариантной массе системы $\pi^+\pi^-$ в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ (слева) из работы [139] и процессе $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ (справа) из настоящей диссертации.

со свойствами состояний Z_b в системе боттомония. Наблюдаемые отличия в свойствах, возможно, связаны с относительной малостью массы c -кварка, что может приводить к более существенным непертурбативным и релятивистским поправкам. Это, безусловно, требует своего теоретического объяснения и дальнейших экспериментальных исследований.

Кроме того, стоит отметить, что описанные выше состояния $Z_c(3885)/Z_c(3900)$ и $Z_c(4020)/Z_c(4025)$ наблюдались в области энергий в системе центра масс 4.23 ГэВ – 4.26 ГэВ, где также видны резонансные структуры, относящиеся к типу Y – $Y(4220)$ и $Y(4320)$ – ранее, ввиду малой статистики, объединявшиеся в одну структуру $Y(4260)$. Резонансы $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, в свою очередь, наблюдаются в области энергий $\Upsilon(10860)$. В контексте настоящего обсуждения интересно отметить не только заметную схожесть свойств двух семейств Z резонансов, но и провести более общее сравнение спектров двухчастичных инвариантных масс в процессах $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$. В частности, сравнение спектров $M(\pi^+\pi^-)$ представлено на Рис. 6.4, где распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ для процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ приводится из работы [139], а для процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ по настоящей диссертации.

Столь явная аналогия двух распределений (с учетом доступного фазового объема и эффективности) может означать схожесть динамики этих двух процессов. Дальнейшее более детальное изучение соответствующих областей по энергии может пролить свет как на природу Z резонансов, так и на

структуру Υ и $\Upsilon(10860)$ резонансов. В области энергий чармония в настоящее время активно работает эксперимент BESIII на ускорительном комплексе BEPCII, можно надеяться на получение новых результатов по физике чармония и чармониеподобных состояний в ближайшее время.

6.2 Перспективы дальнейших исследований системы боттомония

Набор данных детектором Belle был завершен в 2010 году. Благодаря статистике, набранной в достаточно широкой области по энергии от $\Upsilon(1S)$ (9.46 ГэВ) до $\Upsilon(6S)$ (11.02 ГэВ), было получено множество новых результатов не только по физике B -мезонов из распадов $\Upsilon(4S)$, но и по физике боттомония, включая описанное в настоящей диссертации обнаружение изовекторных резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, не укладывающихся в классическую схему боттомония.

В настоящее время продолжается анализ экспериментальных данных, полученных в эксперименте Belle. Среди новых результатов можно отметить наблюдение новой резонансной структуры в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S,2S,3S)\pi^+\pi^-$ при энергии 10.75 ГэВ [140]. Однако дальнейшие исследования, в основном, ограничены объемом имеющихся данных, особенно набранных при энергетическом сканировании выше $\Upsilon(4S)$ и в области резонанса $\Upsilon(11020)$ в частности.

Развивая рассуждения на основе молекулярной мезонной модели, можно ожидать наличие адронных переходов Z_b и Z'_b резонансов в другие состояния орто- и пара-боттомония [116]. В частности, переход $Z_b \rightarrow \eta_b\rho$ может идти в S -волне и иметь существенную вероятность. Кроме того, кинематически разрешены переходы $Z_b \rightarrow \chi_{bJ}\pi^+\pi^-$, которые, однако, могут иметь подавление из-за того, что пара $\pi^+\pi^-$ должна быть в состоянии $I^G = 1^+$, а масса ρ -мезона находится за пределами разрешенной кинематической области. Экспериментальное выделение этих сигналов затруднено в первом случае отсутствием эксклюзивных каналов распада η_b -мезона со сколько-нибудь значимым бранчингом. Во втором случае χ_{bJ} -мезон может быть восстановлен в канале $\chi_{bJ} \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma$, вероятность которого для $J = 1,2$ составляет величину

соответственно порядка 20% и 30%, соответственно. Однако наличие в этом конечном состоянии нейтрального π -мезона со сравнительно малым импульсом также приведет к уменьшению эффективности восстановления. Таким образом, итоговое снижение эффективности восстановления сигнала в этом конечном состоянии составит 5–10 раз, по сравнению с каналом $Z_b \rightarrow \Upsilon\pi$. При имеющейся статистике сигнал в этом канале может быть наблюден на пределе статистической значимости.

В свою очередь, в системе чармония в настоящее время уже обнаружено около двух десятков структур в различных конечных состояниях и с различными квантовыми числами. Общим свойством, присущим многим этим структурам, является то, что их массы находятся на пороге рождения пар мезонов. Тот факт, что в системе боттомония также были обнаружены первые резонансы, не вписывающиеся в классическую кварк-антикварковую классификацию, и с массами вблизи порога рождения пары мезонов, дает основания полагать, что спектр таких состояний в системе боттомония не менее богат. Так, в работе [109], исходя из симметрии тяжелого кварка, высказано предположение, что в дополнение к обнаруженным состояниям Z_b с $I^G = 1^+$, могут существовать еще два (при некоторых условиях четыре) состояния с $I^G = 1^-$, как показано на Рис. 6.5. При этом по своим квантовым числам состояние W_{b1} является изовекторным аналогом состояния $X(3872)$ в системе чармония.

Однако ввиду отрицательной G-четности, все эти состояния не могут рождаться в e^+e^- аннигиляции в паре с одним пионом. Наиболее естественным тогда представляется рождение в паре с ρ -мезоном, однако на энергии $\Upsilon(5S)$ кинематическая граница на величину массы $\pi^+\pi^-$ системы составляет лишь 300 МэВ для случая W_{b0} . Даже для такого широкого резонанса как ρ -мезон подавление будет очень сильным. Для $\Upsilon(6S)$ эта величина составляет 440 МэВ, но интеграл светимости, набранный в эксперименте Belle этом диапазоне энергий, почти в 30 раз меньше.

С уже имеющимися экспериментальными данными поиск некоторых из перечисленных состояний (а именно с квантовыми числами $I^G = 1^-$) может быть выполнен в радиационных переходах $\Upsilon(5S)$, как показано на Рис. 6.5, взятом из работы [109]. Однако ввиду необходимости дополнительного излучения в начальном состоянии фотона с энергией > 300 МэВ, эффективность восстановления существенно снижается.

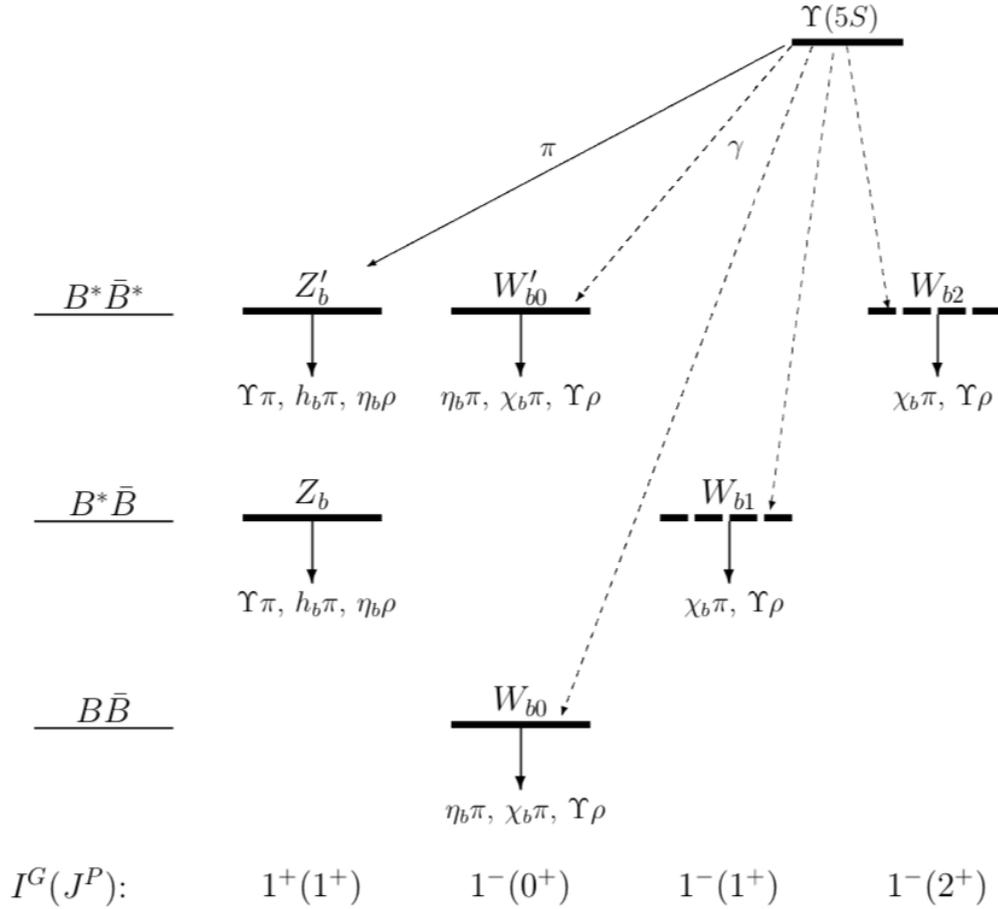


Рисунок 6.5 — Ожидаемое семейство шести изотриплетов на пороге рождения $\bar{B}B$, $\bar{B}B^*$ и \bar{B}^*B^* -мезонов и их возможные каналы распадов. Расщепление масс показано не в масштабе. Иллюстрация из работы [109].

В работе [141] также обсуждается возможность существования изо-синглетных молекулярных состояний, однако отмечается, что предсказать свойства этих состояний и даже саму возможность их существования в настоящее время не представляется возможным ввиду больших неопределенностей в характере взаимодействия легких кварков, а также возможного смешивания этих состояний с классическими состояниями боттомония. В частности, для состояния X_b – возможного аналога состояния $X(3872)$ – задача усложняется еще и тем, что в случае D -мезонов наблюдается существенное нарушение изотопической симметрии, в то время как в системе B -мезонов разность масс между заряженной и нейтральной компонентами очень мала.

В e^+e^- аннигиляции изоскалярные состояния могли бы рождаться (в зависимости от значения P -четности) в комбинации с η или ω -мезоном, однако необходимая для этого энергия в системе центра масс в большинстве случаев превышает 11.2 ГэВ.

Кроме того, как обсуждается в работе [141], при некоторых условиях среди молекулярных состояний возможно выполнение своего рода $SU(3)$ симметрии, что делает возможным существование резонансов Z_{bs} в системах $B_s\bar{B}^*$ ($B_s^*\bar{B}$) и $B_s^*\bar{B}^*$ с массами соответственно $10695 \text{ МэВ}/c^2$ и $10740 \text{ МэВ}/c^2$. В e^+e^- аннигиляции такие состояния могли бы рождаться в процессе $e^+e^- \rightarrow Z_{bs}K$. Но и в этом случае пороговое значение энергии в системе центра масс также превышает 11.2 ГэВ .

Единственным работающим в настоящее время экспериментом на e^+e^- коллайдере, которому доступна область энергий в интервале $\Upsilon(10860)$ – $\Upsilon(11020)$ и выше, является эксперимент Belle II. В физической программе эксперимента Belle II предусмотрен набор дополнительной статистики на энергиях выше резонанса $\Upsilon(4S)$, однако для увеличения энергии в системе центра масс свыше 11.2 ГэВ требуется модификация линейного ускорителя комплекса SuperKEKB. К сожалению, ввиду общих задержек начала работы эксперимента на проектной светимости, планы набора данных выше $\Upsilon(4S)$ пока не реализованы.

Существенный вклад в изучение физики кваркония вносят и эксперименты на Большом адронном коллайдере: Atlas, CMS и LHCb. Несмотря на существенно более высокий уровень фоновых процессов и ограничений в восстановлении некоторых специфических конечных состояний, в этих экспериментах отсутствуют ограничения на массу тяжелых состояний кваркония и кваркониеподобных состояний, а также на их квантовые числа, присущие экспериментам на e^+e^- коллайдерах. Таким образом, информация, получаемая от e^+e^- и адронных коллайдеров, является взаимно дополняющей. Так, изучение в эксперименте LHCb динамики распада $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ с высокой статистикой позволило надежно установить квантовые числа резонанса $X(3872)$ как $J^{PC} = 1^{++}$ [142]. Измерение неожиданно большого сечения рождения состояния $X(3872)$ в адронных столкновениях [118] может быть существенным для интерпретации структуры этого состояния. Кроме того, в эксперименте LHCb были обнаружены сразу несколько резонансов в системе мезон-барион, что, по всей видимости, является первым надежным наблюдением пятикварковых состояний [143]. Без сомнения, эксперименты на LHC и в будущем будут вносить существенный вклад в изучение физики кваркония и экзотических многокварковых состояний.

Заключение

Представленные в настоящей диссертации исследования основаны на данных эксперимента Belle, полученных в период с 1999 по 2010 годы на ускорительном комплексе КЕКВ (г. Цукуба, Япония) в области энергии рождения $\Upsilon(5S)$ резонанса. Основные полученные результаты приведены ниже.

1. Измерены сечения трехчастичных процессов:

$$\begin{aligned}\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-) &= 2.29 \pm 0.12 \pm 0.14 \text{ пб}, \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-) &= 4.11 \pm 0.16 \pm 0.45 \text{ пб}, \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-) &= 1.47 \pm 0.09 \pm 0.16 \text{ пб}, \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0) &= 1.16 \pm 0.06 \pm 0.10 \text{ пб}, \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0) &= 1.87 \pm 0.11 \pm 0.23 \text{ пб}, \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^0\pi^0) &= 0.98 \pm 0.24 \pm 0.19 \text{ пб}.\end{aligned}$$

Отношения сечений согласуются с величиной 2, ожидаемой из изоспиновой симметрии

$$\begin{aligned}\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0)} &= 1.97 \pm 0.26, \\ \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0)} &= 2.20 \pm 0.39, \\ \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^0\pi^0)} &= 1.50 \pm 0.50.\end{aligned}$$

2. Впервые проведен полный амплитудный анализ трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$. Продемонстрирован доминирующий вклад S -волновой амплитуды в системе $\pi^+\pi^-$. Впервые наблюдался процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)f_0(980)$ и измерена его относительная вероятность:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)f_0(980)) \times \mathcal{B}(f_0(980) \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)} = 6.9 \pm 1.6_{-2.8}^{+0.8}\%.$$

3. Впервые наблюдались заряженные боттомониеподобные состояния $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$ в процессах $e^+e^- \rightarrow Z_b^\pm \pi^\mp \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$. Измерены их массы, ширины, относительные амплитуды и фазы:

Параметр	$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$
$M_{Z_b(10610)}$, MeV/ c^2	$10608.5 \pm 3.4_{-1.4}^{+3.7}$	$10608.1 \pm 1.2_{-0.2}^{+1.5}$	$10607.4 \pm 1.5_{-0.2}^{+0.8}$
$\Gamma_{Z_b(10610)}$, MeV	$18.5 \pm 5.3_{-2.3}^{+6.1}$	$20.8 \pm 2.5_{-2.1}^{+0.3}$	$18.7 \pm 3.4_{-1.3}^{+2.5}$
$M_{Z_b(10650)}$, MeV/ c^2	$10656.7 \pm 5.0_{-3.1}^{+1.1}$	$10650.7 \pm 1.5_{-0.2}^{+0.5}$	$10651.2 \pm 1.0_{-0.3}^{+0.4}$
$\Gamma_{Z_b(10650)}$, MeV	$12.1_{-4.8-0.6}^{+11.3+2.7}$	$14.2 \pm 3.7_{-0.4}^{+0.9}$	$9.3 \pm 2.2_{-0.5}^{+0.3}$
ϕ_Z , град.	$67 \pm 36_{-52}^{+24}$	$-10 \pm 13_{-12}^{+34}$	$-5 \pm 22_{-33}^{+15}$
$c_{Z_b(10650)}/c_{Z_b(10610)}$	$0.40 \pm 0.12_{-0.11}^{+0.05}$	$0.53 \pm 0.07_{-0.11}^{+0.32}$	$0.69 \pm 0.09_{-0.07}^{+0.18}$

4. Показано, что наилучшее согласие с экспериментальными данными наблюдается в предположении, что квантовые числа обоих Z_b состояний равны $J^P = 1^+$. Альтернативные гипотезы с $J < 3$ отклонены со статистической значимостью, превышающей 6σ .
5. Из анализа процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ получено указание на существование нейтральных партнеров $Z_b(10610)^0$ и $Z_b(10650)^0$. Статистическая значимость сигнала $Z_b(10610)^0$ составляет 6.3σ . Измеренное значение массы:

$$M[Z_b(10610)^0] = (10609 \pm 4 \pm 4) \text{ ГэВ}/c^2,$$

что согласуется со значением массы для $Z_b(10610)^\pm$.

6. Разработана методика частичного восстановления сигнала от трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ с восстановлением только одного из B -мезонов, позволяющая полностью восстановить кинематику конечных частиц при существенном увеличении эффективности.
7. Изучены трехчастичные процессы $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$. Выполнено первое измерение сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$, а на величину сечения $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi$ поставлен верх-

ний предел:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow (B\bar{B})^\pm\pi^\mp) &< 2.1 \text{ пб}, \\ \sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow (B\bar{B}^* + \bar{B}B^*)^\pm\pi^\mp) &= 11.2 \pm 1.0 \pm 1.2 \text{ пб}, \\ \sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow (B^*\bar{B}^*)^\pm\pi^\mp) &= 5.61 \pm 0.73 \pm 0.66 \text{ пб}.\end{aligned}$$

8. Впервые проведен анализ динамики трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow (B\bar{B}^* + \bar{B}B^*)^\pm\pi^\mp$ и $e^+e^- \rightarrow (B^*\bar{B}^*)^\pm\pi^\mp$. Показано, что доминирующими являются соответственно амплитуды $e^+e^- \rightarrow Z_b(10610)^\pm\pi^\mp \rightarrow (B\bar{B}^* + \bar{B}B^*)^\pm\pi^\mp$ и $e^+e^- \rightarrow Z_b(10650)^\pm\pi^\mp \rightarrow (B^*\bar{B}^*)^\pm\pi^\mp$.

9. Подтверждены некоторые следствия модели, описывающей состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ как молекулярные структуры, состоящие соответственно из пары $\bar{B}B^*$ и $B^*\bar{B}^*$ мезонов. В частности, показано, что доминирующими каналами распада являются $Z_b(10610) \rightarrow B\bar{B}^* + \bar{B}B^*$ и $Z_b(10650) \rightarrow B^*\bar{B}^*$

$$\frac{\mathcal{B}(Z_b(10610)^+ \rightarrow (B\bar{B}^* + \bar{B}B^*)^+)}{\sum_n \mathcal{B}(Z_b(10610)^+ \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+) + \sum_m \mathcal{B}(Z_b(10610)^+ \rightarrow h_b(mP)\pi^+)} = 4.76 \pm 0.64 \pm 0.75,$$

$$\frac{\mathcal{B}(Z_b(10650)^+ \rightarrow (B^*\bar{B}^*)^+)}{\sum_n \mathcal{B}(Z_b(10650)^+ \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+) + \sum_m \mathcal{B}(Z_b(10650)^+ \rightarrow h_b(mP)\pi^+)} = 2.40 \pm 0.44 \pm 0.50.$$

10. В предположении, что наблюдаемые каналы распада состояний Z_b составляют полный список всех возможных распадов, вычислена таблица вероятностей распадов:

Конечное состояние	Вероятность, %	
	$Z_b(10610)^+$	$Z_b(10650)^+$
$\Upsilon(1S)\pi^+$	$0.60 \pm 0.17 \pm 0.07$	$0.17 \pm 0.06 \pm 0.02$
$\Upsilon(2S)\pi^+$	$4.05 \pm 0.81 \pm 0.58$	$1.38 \pm 0.45 \pm 0.21$
$\Upsilon(3S)\pi^+$	$2.40 \pm 0.58 \pm 0.36$	$1.62 \pm 0.50 \pm 0.24$
$h_b(1P)\pi^+$	$4.26 \pm 1.28 \pm 1.10$	$9.23 \pm 2.88 \pm 2.28$
$h_b(2P)\pi^+$	$6.08 \pm 2.15 \pm 1.63$	$17.0 \pm 3.7 \pm 4.1$
$B^+\bar{B}^{*0} + \bar{B}^0B^{*+}$	$82.6 \pm 2.9 \pm 2.3$	—
$B^{*+}\bar{B}^{*0}$	—	$70.6 \pm 4.9 \pm 4.4$

Благодарности

В заключение, я хотел бы выразить глубокую признательность своим научным руководителям и учителям Александру Евгеньевичу Бондарю и Александру Степановичу Кузьмину за их постоянный и глубокий интерес к моей работе, внимание и готовность к обсуждению самых разнообразных вопросов. Опыт, полученный при работе с этими исследователями, безусловно оказал определяющее влияние на мое становление как физика. Своим коллегам теоретикам – Александру Ильичу Мильштейну, эрудиция и глубина знаний которого всегда служила для меня примером, и Михаилу Борисовичу Волошину, с кем я, к сожалению, не был знаком лично, но работы которого оказали определяющее влияние на исследования, приведенные в настоящей диссертации, и на развитие физики тяжелого кваркония и кваркониеподобных состояний в целом.

Я благодарен за помощь и поддержку своим бывшим и настоящим коллегам и дирекции Института ядерной физики, и прежде всего Семену Исааковичу Эйдельману, который пригласил меня в лабораторию 3-3, а также Александру Суханову, Евгению Попкову, Леониду Романову, Николаю Рооту, Виктору Жиличу, Игорю Бедному, Павлу Кроковному, Анне Винокуровой, Алексею Резниченко, Андрею Соколову, Юрию Владимировичу Усову за дружескую помощь и поддержку, а также Борису Альбертовичу Шварцу, благодаря инициативе которого, во многом, Институт ядерной физики включился в работу по созданию калориметра детектора Belle и в итоге стал одним из основных участников эксперимента.

Я искренне благодарен своим коллегам по эксперименту Belle, с кем мне довелось работать вместе – Павлу Пахлову, Алексею Друцкому, Роману Мизюку, Руслану Чистову, Роману Кагану, Тагиру Аушеву, Дмитрию Ливенцеву, а также своим иностранным коллегам, прежде всего Масанори Ямаучи, Хироюки Сагаве, Масаки Фукушима, Стивену Олсену, Дэну Марлоу, Брэндону Кейси, Микихико Накао, Шохею Нишиде, у которых я многому научился, за их помощь и поддержку.

Кроме того, конечно же, хочу поблагодарить весь коллектив эксперимента Belle и комплекса КЕКВ, без упорной и слаженной работы которых эксперимент в целом и эти исследования в частности были бы невозможны.

Список литературы

- [1] J.J.Aubert *et al.*, “Experimental Observation of a Heavy Particle J ”, Phys. Rev. Lett. – 1974 – Vol. **33**, p. 1404.
- [2] J.-E. Augustin *et al.*, “Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation”, Phys. Rev. Lett. – 1974 – Vol. **33**, p. 1406.
- [3] S.L. Glashow, J.Iliopoulos and L.Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, Phys. Rev. D – 1970 – Vol. **2**, p. 1285.
- [4] G.S. Abrams *et al.*, “Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation”, Phys. Rev. Lett. – 1974 – Vol **33**, p. 1453.
- [5] P.A. Rapidis *et al.*, “Observation of a Resonance in e^+e^- Annihilation Just above Charm Threshold”, Phys. Rev. Lett. – 1977 – Vol. **39**, p. 526; [Erratum-ibid. 39, 974 (1977)].
- [6] R. Brandelik *et al.* (DASP Collaboration), “Total Cross-section for Hadron Production by e^+e^- Annihilation at Center-of-mass Energies Between 3.6 GeV and 5.2 GeV”, Phys. Lett. B – 1978 – Vol. **76**, p. 361.
- [7] J. Siegrist *et al.*, “Observation of a Resonance at 4.4 GeV and Additional Structure near 4.1 GeV in e^+e^- Annihilation”, Phys. Rev. Lett. – 1976 – Vol. **36**, p. 700.
- [8] G.J. Feldman *et al.*, “ $\psi(3684)$ Radiative Decays to High-Mass States”, Phys. Rev. Lett. – 1975 – Vol. **35**, p. 821; [Erratum-ibid. 35, 1184 (1975)]
- [9] W. Braunschweig *et al.* (DASP Collaboration), “Observation of the Two Photon Cascade $3.7 \rightarrow 3.1 + \gamma\gamma$ via an Intermediate State P_C ”, Phys. Lett. B – 1975 – Vol. **57**, p. 407.
- [10] R. Partridge *et al.*, “Observation of an η_c Candidate State with Mass 2978 ± 9 MeV”, Phys. Rev. Lett. – 1980 – Vol. **45**, p. 1150.
- [11] S.K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of the $\eta_c(2S)$ in Exclusive $B \rightarrow KK_S K^- \pi^+$ Decays”, Phys. Rev. Lett. – 2002 – Vol. **89**, p. 102001.

- [12] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of Double $c\bar{c}$ Production in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} \sim 10.6$ GeV” Phys. Rev. Lett. – 2002 – Vol. **89**, p. 142001.
- [13] J.L. Rosner *et al.* (CLEO Collaboration), “Observation of the $h_c(1P_1)$ State of Charmonium”, Phys. Rev. Lett. – 2005 – Vol. **95**, p. 102003.
- [14] V. Bhardwaj *et al.* (Belle Collaboration), “Evidence of a New Narrow Resonance Decaying to $\chi_{c1}\gamma$ in $B \rightarrow \chi_{c1}\gamma K$ ” Phys. Rev. Lett. – 2013 – Vol. **111**, p. 032001.
- [15] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), “Observation of the Bottomonium Ground State in the Decay $\Upsilon(3S) \rightarrow \gamma\eta_b$ ” Phys. Rev. Lett. – 2008 – Vol. **101**, p. 071801; [Erratum-ibid 101, 071801 (2008)].
- [16] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), “Evidence for the $\eta_b(1S)$ Meson in Radiative $\Upsilon(2S)$ Decay”, Phys. Rev. Lett. – 2009 – Vol. **103**, p. 161801.
- [17] R. Mizuk *et al.* (Belle Collaboration), “Evidence for the $\eta_b(2S)$ and Observation of $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ and $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ ”, Phys. Rev. Lett. – 2012 – Vol. **109**, p. 232002.
- [18] I. Adachi *et al.* (Belle Collaboration), “First Observation of the P -Wave Spin-Singlet Bottomonium States $h_b(1P)$ and $h_b(2P)$ ”, Phys. Rev. Lett. – 2012 – Vol. **108**, p. 032001.
- [19] G. Bonvicini *et al.* (CLEO Collaboration), “First observation of a $\Upsilon(1D)$ state”, Phys. Rev. D – 2004 – Vol. **70**, p. 032001.
- [20] P.Кроковны, Lec Recontres de Physique de la Valle’e d’Aoste (La Thuile 2012) 26 февраля - 3 марта 2012, Ла Туиль, Италия.
- [21] U. Tamponi *et al.* (Belle Collaboration), “Inclusive study of bottomonium production in association with an η meson in e^+e^- annihilations near $\Upsilon(5S)$ ”, EPJ C – 2018 – Vol. **78**, 633.
- [22] G Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), “Observation of a New χ_b State in Radiative Transitions to $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ at ATLAS”, Phys. Rev. Lett. – 2012 – Vol. **108**, 152001.

- [23] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), “Observation of a narrow mass state decaying into $\Upsilon(1S) + \gamma$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV”, Phys. Rev. D – 2012 – Vol. **86**, p. 031103.
- [24] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), “Study of χ_b meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV and observation of the decay $\chi_b \rightarrow \Upsilon(3S)\gamma$ ”, Eur. Phys. J. C – 2014 – Vol. **74**, p. 3092.
- [25] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), “Measurement of the $\chi_b(3P)$ mass and of the relative rate of $\chi_{b1}(1P)$ and $\chi_{b2}(1P)$ production”, JHEP – 2014 – Vol. **10**, 88.
- [26] A.M. Sirunyan *et al.* (CMS Collaboration), “Observation of the $\chi_{b1}(3P)$ and $\chi_{b2}(3P)$ and Measurement of their Masses”, Phys. Rev. Lett. – 2018 – Vol. **121**, p. 092002.
- [27] G. S. Bali, “QCD forces and heavy quark bound states”, Phys. Rep. – 2001 – Vol. **343**, p. 1.
- [28] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, J. Kogut, K. D. Lane, and T.-M. Yan, “Spectrum of Charmed Quark-Antiquark Bound States”, Phys. Rev. Lett. – 1975 – Vol. **34**, p. 369; Erratum Phys. Rev. Lett. – 1978 – Vol. **36**, p. 1276.
- [29] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T.-M. Yan, “Interplay of Confinement and Decay in the Spectrum of Charmonium”, Phys. Rev. Lett. – 1976 – Vol. **36**, p. 500.
- [30] K. Lane and E. Eichten “Charm Threshold in Electron-Positron Annihilation”, Phys. Rev. Lett. – 1976 – Vol. **37**, p. 477; Erratum Phys. Rev. Lett. – 1976 – Vol. **37**, p. 1105.
- [31] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T.-M. Yan, “Charmonium: The model”, Phys. Rev. D – 1978 – Vol. **17**, p. 3090; Erratum Phys. Rev. D – 1980 – Vol. **21**, p. 313.
- [32] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T.-M. Yan, “Charmonium: Comparison with experiment”, Phys. Rev. D – 1980 – Vol. **21**, p. 203.

- [33] J. L. Richardson, “The heavy quark potential and the Υ , J/ψ systems”, Phys. Lett. B – 1979 – Vol. **82**, p. 272.
- [34] W. Buchmüller and S.-H. H. Tye, “Quarkonia and quantum chromodynamics”, Phys. Rev. D – 1981 – Vol. **24**, p. 132.
- [35] E. J. Eichten, K. Lane, and C. Quigg “B -Meson Gateways to Missing Charmonium Levels”, Phys. Rev. Lett. – 2002 – Vol. **89**, p. 162002.
- [36] E. J. Eichten, K. Lane, and C. Quigg, “New states above charm threshold”, Phys. Rev. D – 2006 – Vol. **73**, p. 014014.;
Erratum Phys. Rev. D – 2006 – Vol. **73**, p. 079903.
- [37] G. Breit, “The Effect of Retardation on the Interaction of Two Electrons”
Phys. Rev. – 1929 – Vol. **34**, p. 553;
G. Breit, “Dirac’s Equation and the Spin-Spin Interactions of Two Electrons”, Phys. Rev. – 1932 – Vol. **39**, p. 616.
- [38] J. Pumplin, W. Repko, and A. Sato, “Fine-Structure Corrections and Electromagnetic Decays of Charmonium”, Phys. Rev. Lett. – 1975 – Vol. **35**, p. 1538.
- [39] H. J. Schnitzer, “ P States of Charmonium and the Forces that Confine Quarks”, Phys. Rev. Lett. – 1975 – Vol. **35**, p. 1540.
- [40] N. Brambilla *et al.* (Quarkonium Working Group), “Heavy Quarkonium Physics”, arXiv:hep-ph/0412158
- [41] E. Eichten, S. Godfrey, H. Mahlke, and J. L. Rosner, “Quarkonia and their transitions”, Rev. Mod. Phys. – 2008 – Vol. **80**, p. 1161.
- [42] D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin, “Properties of heavy quarkonia and B_c mesons in the relativistic quark model”, Phys. Rev. D – 2003 – Vol. **67**, p. 014027.
- [43] P.A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), “The Review of Particle Physics”, Prog. Theor. Exp. Phys. – 2020 – 083C01.
- [44] N. Brambilla *et al.*, “QCD and strongly coupled gauge theories: challenges and perspectives”, Eur. Phys. J. C – 2014 – Vol. **74**, p. 2981.

- [45] A. Pineda and F. J. Ynduráin, “Calculation of the quarkonium spectrum and m_b, m_c to order α_s^4 ”, Phys. Rev. D – 1998 – Vol. **58**, p. 094022; A. Pineda and F. J. Ynduráin, “Remarks on Calculation of the quarkonium spectrum and m_b, m_c to order α_s^4 ”, Phys. Rev. D – 2000 – Vol. **61**, p. 077505.
- [46] R. Barbieri, R. Gatto, R. Kogerler, “Calculation of the annihilation rate of P -wave quark-antiquark bound states”, Phys. Lett. B – 1976 – Vol. **60**, p. 183.
- [47] V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin and V. I. Zakharov, “Charmonium and gluons”, Phys. Rep. – 1978 – Vol. **41**, p. 1.
- [48] T. Appelquist and H. D. Politzer, “Heavy Quarks and e^+e^- Annihilation”, Phys. Rev. Lett. – 1975 – Vol. **34**, p. 43.
- [49] S. Okubo, “ ϕ -meson and unitary symmetry model”, Phys. Lett. – 1963 – Vol. **5**, p. 165; G. Zweig, “An SU3 model for strong interaction symmetry and its breaking”, CERN Reort CERN-TH-412 – 1964 –; J. Iizuka, “A Systematics and Phenomenology of Meson Family”, Prog. Theor. Phys. Suppl. – 1966 – Vol. **37**, p. 21.
- [50] P.B. Mackenzie and G.P. Lepage, “QCD corrections to the gluonic width of Υ meson”, Phys. Rev. Lett. – 1981 – Vol. **47**, p. 1244.
- [51] K. Gottfried, “Hadronic Transitions between Quark-Antiquark Bound States”, Phys. Rev. Lett. – 1978 – Vol. **40**, p. 598.
- [52] G. S. Abrams *et al.*, “Decay of $\psi(3684)$ into $\psi(3095)$ ”, Phys. Rev. Lett. – 1975 – **34**, p. 1181.
- [53] G. Belanger, T. DeGrand, and P. Moxhay, “Spectra of the transitions $\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-$ ”, Phys. Rev. D – 1989 – Vol. **39**, p. 257.
- [54] S. Chakravarty, S.M. Kim, and P. Ko, “Final-state $\pi\pi$ interactions in $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi\pi$ ”, Phys. Rev. D – 1994 – Vol. **50**, p. 389.
- [55] M. Ishida, S. Ishida, T. Komada, and S.-I. Matsumoto, “The σ -meson production in excited Υ decay processes: constraint from chiral symmetry”, Phys. Lett. B – 2001 – Vol. **518**, p. 47.

- [56] M. Uehara, “Scalar Dipion States Produced in Heavy Quarkonium Decays and the Final State Interaction”, *Prog. Theor. Phys.* – 2003 – Vol. **109**, p. 265.
- [57] H.J. Lipkin and S.F. Tuan, “OZI-violating dipion decays of heavy quarkonia via an intermediate heavy meson pair state” *Phys. Lett. B* – 1988 – Vol. **206**, p. 349.
- [58] H.-Y. Zhou and Y.-P. Kuang, “Coupled-channel effects in hadronic transitions in heavy-quarkonium systems”, *Phys. Rev. D* – 1991 – Vol. **44**, p. 756.
- [59] S. Chakravarty, S.M. Kim, and P. Ko, “Is $\Upsilon(3S)$ a pure S wave?”, *Phys. Rev. D* – 1993 – Vol. **48**, p. 1212.
- [60] M.B. Voloshin, “Two-pion transitions in quarkonium revisited”, *Phys. Rev. D* – 2006 – Vol. **74**, p. 054022.
- [61] M.B. Voloshin, “Possible four-quark isovector resonance in the family of v particles”, *JETP Lett.* – 1983 – Vol. **37**, p. 69.
- [62] V.V. Anisovich, D.V. Bugg, A.V. Sarantsev, and B.S. Zou, “ $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi\pi$ decay: Is the $\pi\pi$ spectrum puzzle an indication of a $b\bar{b}q\bar{q}$ resonance?”, *Phys. Rev. D* – 1995 – Vol. **51**, p. R4619(R).
- [63] F.-K. Guo.-N. Shen, H.-C. Chiang, and R.-G. Ping, “Heavy quarkonium $\pi^+\pi^-$ transitions and a possible $b\bar{b}q\bar{q}$ state”, *Nucl. Phys. A* – 2005 – Vol. **761**, p. 269.
- [64] M. Voloshin and V. Zakharov, “Measuring Quantum-Chromodynamic Anomalies in Hadronic Transitions between Quarkonium States”, *Phys. Rev. Lett.* – 1980 – Vol. **45**, p. 688.
- [65] S.-K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of a Narrow Charmoniumlike State in Exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-J/\psi$ Decays”, *Phys. Rev. Lett.* – 2003 – Vol. **91**, p. 262001.
- [66] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), “Observation of a Broad Structure in the $\pi^+\pi^-J/\psi$ Mass Spectrum around 4.26 GeV/ c^2 ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2005 – Vol. **95**, p. 142001.

- [67] Q. He *et al.* (CLEO Collaboration), “Confirmation of the $Y(4260)$ resonance production in initial state radiation” *Phys. Rev. D* – 2006 – Vol. **74**, p. 091104(R).
- [68] T. E. Coan *et al.* (CLEO Collaboration), “Charmonium Decays of $Y(4260)$, $\psi(4160)$, and $\psi(4040)$ ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2006 – Vol. **96**, p. 162003.
- [69] C. Z. Yuan *et al.* (Belle Collaboration), “Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ Cross Section Via Initial-State Radiation at Belle”, *Phys. Rev. Lett.* – 2007 – Vol. **99**, p. 182004.
- [70] X.L. Wang *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of Two Resonant Structures in e^+e^- to $\pi^+\pi^-\psi(2S)$ via Initial State Radiation at Belle”, *Phys. Rev. Lett.* – 2007 – Vol. **99**, p. 1420020; X.L. Wang *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of Two Resonant Structures in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ via Initial State Radiation at Belle” *Phys. Rev. Lett.* – 2007 – Vol. **99**, p. 142002; B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), “Evidence of a broad structure at an invariant mass of 4.32-GeV/ c^2 in the reaction $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2007 – Vol. **98**, p. 212001.
- [71] T. K. Pedlar *et al.* (CLEO Collaboration), “Observation of the $h_c(1P)$ Using e^+e^- Collisions above the $D\bar{D}$ Threshold”, *Phys. Rev. Lett.* – 2011 – Vol. **107**, p. 041803.
- [72] Из личного обсуждения.
- [73] K.-F. Chen, W.-S. Hou, I. Adachi *et al.* (BELLE Collaboration), “Observation of an enhancement in $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, and $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ production near $\sqrt{s} = 10.89$ GeV”, *Phys. Rev. D* – 2010 – Vol. **82**, p. 091106(R).
- [74] I. Adachi, *et al.* (BELLE Collaboration), “First Observation of the P -Wave Spin-Singlet Bottomonium States $h_b(1P)$ and $h_b(2P)$ ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2012 –, Vol. **108**, p. 032001.
- [75] S. Kurokawa and E. Kikutani, “Overview of the KEKB accelerators”, *Nucl. Instrum. Meth. A* – 2003 – Vol. **499**, p. 1, и другие статьи, включенные в ЭТОТ ТОМ.

- [76] T. Abe, K. Akai, Y. Cai *et al.*, “KEKB accelerator”, Prog. Theor. Exp. Phys. – 2013 – 03A001 и следующие статьи вплоть до 03A011.
- [77] A. Abashian, K. Gotow, N. Morgan *et al.*, “The Belle Detector”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2002 – Vol. **479**, p. 117.
- [78] J. Brodzicka, T. Browder, P. Chang *et al.*, “Physics achievements from the Belle experiment”, Prog. Theor. Exp. Phys. – 2012 – 04D001.
- [79] H. Hirano, M. Akatsu, Y. Fujita *et al.*, “A high resolution cylindrical drift chamber for the KEK B factory”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. **455**, p. 294.
- [80] G. Alimonti, H. Aihara, J. Alexander *et al.* [BELLE Collaboration], “The BELLE silicon vertex detector”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. **453**, p. 71.
- [81] H. Aihara, Y. Asano, T. Aso *et al.*, “Belle SVD2 vertex detector”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2006 – Vol. **568**, p. 269.
- [82] H. Kichimi, Y. Yoshimura, T. Browder *et al.*, “The BELLE TOF system”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. **453**, p. 315.
- [83] T. Iijima, I. Adachi, R. Enomoto *et al.*, “Aerogel Cherenkov counter for the BELLE detector”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. **453**, p. 321.
- [84] A. Abashian *et al.* (BELLE Collaboration), “The K_L/μ detector subsystem for the BELLE experiment at the KEK B -factory”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. **449**, p. 112.
- [85] M. Z. Wang, H. C. Huang, M. C. Lee *et al.*, “Beam test of the BELLE extreme forward calorimeter at KEK”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. **455**, p. 319.
- [86] H. Sagawa, “The BELLE CsI calorimeter”, Nucl. Instrum. Meth. A Vol. 2000 **453**, p. 259.
- [87] См. например Н.П. Бусленко и др., Методы статистических испытаний (метод Монте Карло), Москва, 1962.

- [88] T. Sjostrand, “PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and manual”, CERN-TH-6488-92 – 1992.
- [89] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, “High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1”, Comput. Phys. Commun. – 2001 – Vol. **135**, p. 238; [hep-ph/0010017].
- [90] <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ>.
- [91] D.J. Lange, “The EvtGen particle decay simulation package”, Nucl. Instrum. Meth. A – 2001 – Vol. **462**, p. 152.
- [92] R. Brun et al., CERN-DD-78-2-REV, “GEANT detector Description and Simulation Tool”, CERN Program Library Long Writeup – 1994.
- [93] A. Bondar, A. Garmash, R. Mizuk, *et al.* (BELLE Collaboration), Observation of Two Charged Bottomoniumlike Resonances in $\Upsilon(10860)$ Decays, Phys. Rev. Lett. – 2012 –, Vol. **108**, p. 122001.
- [94] A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration), “Dalitz analysis of the three-body charmless decays $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ and $B^+ \rightarrow K^+K^+K^-$ ”, Phys. Rev. D – 2005 – Vol. **71**, p. 092003.
- [95] F. Games, MINUIT, Reference manual – CERN, Geneva – 1994.
- [96] M.G. Kendall and A. Stuart, “The Advanced Theory of Statistics”, 2-nd ed., Hafner Publishing, New York, 1968.
- [97] M. Williams, “How good are your fits? Unbinned multivariate goodness-of-fit tests in high energy physics”, Journal of Instrumentation, – 2010 – Vol. **5**, p. 09004.
- [98] A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration) “Amplitude analysis of $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ at $\sqrt{s} = 10.866$ GeV”, Phys. Rev. D – 2015 – Vol. **91**, p. 072003.
- [99] J.E. Gaiser, “Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime”, Ph.D. Thesis, SLAC-R-255 – 1982 – p. 178.
- [100] S.M. Flatte, “Coupled-channel analysis of the $\pi\eta$ and KK systems near KK threshold”, Phys. Lett. B – 1976 – Vol. **63**, p. 224.

- [101] M.B. Voloshin, “Two-pion transitions in quarkonium revisited” Phys. Rev. D – 2006 – Vol. **74**, p. 054022.
- [102] M.B. Voloshin, “Charmonium” Prog. Part. Nucl. Phys. – 2008 – Vol. **61**, p. 455.
- [103] E.A. Kuraev and V.S. Fadin, “On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy”, Sov. J. Nucl. Phys. – 1985 – Vol. **41**, p. 466. and M. Benayoun, S.I. Eidelman, V.N. Ivanchenko and Z.K. Silagadze, “Spectroscopy at B -factories using hard photon emission”, Mod. Phys. Lett. A – 1999 – Vol. **14**, p. 2605.
- [104] Working Group on Radiative Corrections and Monte Carlo Generators for Low Energies, “Quest for precision in hadronic cross sections at low energy: Monte Carlo tools vs. experimental data”, Eur. Phys. J. C – 2010 – Vol. **66**, p. 585.
- [105] P. Krokovny *et al.* (Belle Collaboration), “First observation of the $Z_b^0(10610)$ in a Dalitz analysis of $\Upsilon(10860) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ ”, Phys. Rev. D – 2013 – Vol. **88**, p. 052016.
- [106] A. Drutskoy *et al.* (Belle Collaboration), “Measurement of $\Upsilon(5S)$ decays to B^0 and B^+ mesons”, Phys. Rev. D – 2010 – Vol. **81**, p. 112003.
- [107] A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$ Decaying to B Mesons”, Phys. Rev. Lett. – 2016 – Vol. **116**, p. 212001.
- [108] A. Abdesselam *et al.* (Belle Collaboration), “Study of Two-Body $e^+e^- \rightarrow B_s^{(*)}B_s^{(*)}$ Production in the Energy Range from 10.77 to 11.02 GeV”, arXiv:1609.08749 [hep-ex].
- [109] M.B. Voloshin, “Radiative transitions from $\Upsilon(5S)$ to molecular bottomonium”, Phys. Rev. D – 2011 – Vol. **84**, p. 031502(R).
- [110] N.A. Tornqvist, “Possible large deuteronlike meson-meson states bound by pions”, Phys. Rev. Lett. – 1991 – Vol. **67**, p. 556.
- [111] T.E.O. Ericson, G. Karl, “Strength of pion exchange in hadronic molecules”, Phys. Lett. B – 1993 – Vol. **309**, p. 426.

- [112] M.B. Voloshin and L.B. Okun, “Hydronic molecules and the charmonium atom”, JETP Lett. – 1976 –, Vol. **23**, p. 333.
- [113] M.B. Voloshin, “Interference and binding effects in decays of possible molecular component of $X(3872)$ ”, Phys. Lett. B – 2004 – Vol. **579**, p. 316.
- [114] M.B. Voloshin, “Heavy quark spin selection rule and the properties of the $X(3872)$ ”, Phys. Lett. B – 2004 – Vol. **604**, p. 69.
- [115] E. Braaten, M. Kusunoki, and S. Nussinov, “Production of the $X(3872)$ in B-Meson Decay by the Coalescence of Charm Mesons”, Phys. Rev. Lett. – 2004 – Vol. **93**, p. 162001.
- [116] A.E. Bondar, A. Garmash, A.I. Milstein, R. Mizuk and M.B. Voloshin, “Heavy quark spin structure in Z_b resonances”, Phys. Rev. D, – 2011 –, Vol. **84**, p. 054010.
- [117] F.-K. Guo, *et al.*, “Interplay of quark and meson degrees of freedom in near-threshold states: A practical parametrization for line shapes” Phys. Rev. D – 2016 – Vol. **93**, p. 074031;
Q. Wang, V. Baru, A.A. Filin, C. Hanhart, A.V. Nefediev, and J.-L. Wynen, “Line shapes of the $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$ in the elastic and inelastic channels revisited”, Phys. Rev. D – 2018 – Vol. **98**, p. 074023.
- [118] S. Chatrchyan *et al.* (The CMS collaboration), “Measurement of the $X(3872)$ production cross section via decays to $J/\psi\pi^+\pi^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, JHEP – 2013 – Vol. **2013**, p. 154.
- [119] M. Suzuki, “ $X(3872)$ boson: Molecule or charmonium”, Phys. Rev. D – 2005 – Vol. **72**, p. 114013.
- [120] L. Maiani, F. Piccinini, A.D. Polosa, and V. Riquer, “Diquark-antidiquark states with hidden or open charm and the nature of $X(3872)$ ”, Phys. Rev. D – 2005 – Vol. **71**, p. 014028.
- [121] R. Jaffe and F. Wilczek, “Diquarks and Exotic Spectroscopy”, Phys. Rev. Lett. – 2003 – Vol. **91**, p. 232003.

- [122] A. Esposito, A.L. Guerrieri, F. Piccinini, A. Pilloni, A.D. Polosa, “Four-Quark Hadrons: an Updated Review”, *Int. J. Mod. Phys. A* – 2015 – Vol. **30**, p. 1530002.
- [123] R.L. Jaffe, “Multiquark hadrons. I. Phenomenology of $Q^2\bar{Q}^2$ mesons”, *Phys. Rev. D* – 1997 – Vol. **15**, p. 267; R.L. Jaffe, “Multiquark hadrons. II. Methods”, *Phys. Rev. D* – 1977 – Vol. **15**, p. 281;
- [124] R. Jaffe and F. Low, Connection between quark-model eigenstates and low-energy scattering *Phys. Rev. D* – 1979 – Vol. **19**, p. 2105.
- [125] M.G. Alford and R. Jaffe, Insight into the Scalar Mesons from a Lattice Calculation *Nucl. Phys. B* – 2000 – Vol. **578**, p. 367.
- [126] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), “Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^{++} ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2017 – Vol. **119**, p. 112001.
- [127] M. Karliner and J.L. Rosner, “Discovery of the Doubly Charmed Ξ_{cc} Baryon Implies a Stable $bb\bar{u}\bar{d}$ Tetraquark”, *Phys. Rev. Lett.* – 2017 – Vol. **119**, p. 202001.
- [128] S.J. Brodsky, I. Schmidt, and G.F. de Teramond, “Nuclear-bound quarkonium”, *Phys. Rev. Lett.* – 1990 – Vol. **64**, p. 1011.
- [129] S. Dubynskiy and M.B. Voloshin, “Hadro-charmonium”, *Phys. Lett. B* – 2008 – Vol. **666**, p. 344.
- [130] M.B. Voloshin, “ $Z_c(3900)$ – what is inside?”, *Phys. Rev. D* – 2013 – Vol. **87**, p. 091501(R).
- [131] D.Y. Chen and X. Liu, “ $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$ structures produced by the initial single pion emission in the $\Upsilon(5S)$ decays”, *Phys. Rev. D* – 2011 – Vol. **84**, p. 094003.
- [132] D.Y. Chen, X. Liu and T. Matsuki, “Interpretation of $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$ in the ISPE mechanism and the Charmonium Counterpart”, *Chin. Phys. C* – 2014 –, Vol. **38**, p. 053102.
- [133] I.V. Danilkin, V.D. Orlovsky and Y.A. Simonov, “Hadron interaction with heavy quarkonia”, *Phys. Rev. D* – 2012 –, Vol. **85**, p. 034012.

- [134] S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui and A. Hosaka, “Exotic mesons with hidden bottom near thresholds”, *Phys. Rev. D* – 2012 –, Vol. **86**, p. 014004.
- [135] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), “Observation of a charged $(DD^*)^\pm$ mass peak in $e^+e^- \rightarrow \pi D\bar{D}^*$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* – 2014 –, Vol. **112**, p. 022001.
- [136] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), “Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* – 2014 –, Vol. **112**, p. 132001.
- [137] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), “Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J\psi$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* – 2013 –, Vol. **110**, p. 252001.
- [138] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), “Observation of a Charged Charmoniumlike Structure $Z_c(4020)$ and Search for the $Z_c(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-h_c$ ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2013 –, Vol. **111**, p. 242001.
- [139] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), “Determination of the Spin and Parity of the $Z_c(3900)$ ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2017 –, Vol. **119**, p. 072001.
- [140] R. Mizuk *et al.* (BELLE collaboration), “Observation of a new structure near 10.75 GeV in the energy dependence of the $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$) cross sections”, *JHEP* – 2019 – Vol. **2019**, p. 220.
- [141] A.E. Bondar, R.V. Mizuk, and M.B. Voloshin, “Bottomonium-like states: Physics case for energy scan above the $B\bar{B}$ threshold at Belle-II”, *Mod. Phys. Lett. A* – 2017 – Vol. **32**, p. 1750025.
- [142] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), “Determination of the X(3872) Meson Quantum Numbers”, *Phys. Rev. Lett.* – 2013 – Vol. **110**, p. 222001.
- [143] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), “Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0\beta J/\psi K^- p$ Decays”, *Phys. Rev. Lett.* – 2015– Vol. **115**, p. 072001; R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), “Observation of a Narrow Pentaquark State, $P_c(4312)^+$, and of the Two-Peak Structure of the $P_c(4450)^+$ ”, *Phys. Rev. Lett.* – 2019 – Vol. **122**, p. 222001.

Список рисунков

2.1	Общий вид ускорительно-накопительного комплекса КЕКВ.	31
2.2	Общий вид детектора Belle.	34
2.3	Общий вид дрейфовой камеры детектора Belle.	36
2.4	Системы идентификации заряженных частиц детектора Belle.	38
2.5	Слева – dE/dx для различных типов заряженных частиц в зависимости от импульса. Точками показаны экспериментальные данные, кривыми – ожидаемые потери, рассчитанные по формуле 2.1. Справа – разрешающая способность системы ToF для разделения π и K -мезонов в зависимости от импульса.	39
2.6	Распределение по числу фотоэлектронов сигнала АСС (слева) и эффективность идентификации заряженных K -мезонов в зависимости от импульса (справа).	41
2.7	Эффективность идентификации электронов (слева) и мюонов (справа) в зависимости от импульса частицы. Окружностями показана эффективность, сплошными квадратами – вероятность ошибочной идентификации.	43
2.8	Схема триггера первого уровня детектора Belle.	46
3.1	Распределение по инвариантной массе $\Upsilon(nS)\pi$ системы из процессов а) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, б) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и с) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$, а также $h_b(mP)\pi$ системы из процессов д) $e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$ и е) $e^+e^- \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-$. Во всех распределениях хорошо видны два пика, соответствующие состояниям $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$	50
3.2	Распределение экспериментальных событий $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ на плоскости $M(\mu^+\mu^-) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$	59

- 3.3 Распределения по массе отдачи к $\pi^+\pi^-$ системе для событий $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ из сигнальной области: (a) – $\Upsilon(1S)$; (b) – $\Upsilon(2S)$; (c) – $\Upsilon(3S)$. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошной линией показаны результаты аппроксимации, пунктирной линией показан уровень комбинаторного фона. Вертикальными линиями обозначены границы диапазонов для отбора событий для амплитудного анализа. 60
- 3.4 Распределение Далица для событий фона и событий из сигнальной области, соответственно: (a,d) $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$; (b,e) $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$; (c,f) $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$. В каждом случае события, лежащие левее вертикальной черты, исключались из амплитудного анализа. 68
- 3.5 Сравнение распределений экспериментальных данных из внесигнальных областей по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для $\Upsilon(1S)$ (a,d), $\Upsilon(2S)$ (b,e) и $\Upsilon(3S)$ (c,f), показанных точками с соответствующими статистическими неопределенностями, и результатов аппроксимации функцией 3.3.2, показанных гистограммой. 69
- 3.6 Сравнение экспериментальных данных, показанных точками с соответствующими статистическими неопределенностями, с результатами аппроксимации. Сплошная линия соответствует основной модели с $J^P = 1^+$, пунктиром показан результат для модели $J^P = 2^+$. Заштрихованной гистограммой показано распределение фоновых событий. Распределения (a) и (d) соответствуют конечному состоянию $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, (b) и (e) – состоянию $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, (c) и (f) – состоянию $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ 72
- 3.7 Детальное сравнение распределения событий $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ из сигнальной области, показанных точками со статистическими неопределенностями, и результатов аппроксимации основной моделью, показанной гистограммой. Вклад фоновых событий показан заштрихованной гистограммой. Рисунки (a)-(c) соответствуют проекциям $M(\Upsilon(1S)\pi)_{\text{max}}$ для различных областей по переменной $M^2(\pi^+\pi^-)$, как показано на соответствующем распределении. Аналогичные распределения по переменной $M(\pi^+\pi^-)$ для различных областей по переменной $M^2(\Upsilon(1S)\pi)_{\text{max}}$ показаны на рисунках (d)-(f). 73

- 3.8 Аналогично Рис. 3.7, но для событий из области сигнала для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ 74
- 3.9 Аналогично Рис. 3.7, но для событий из области сигнала для конечного состояния $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ 74
- 3.10 Сравнение угловых распределений для событий $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ с результатами аппроксимации. Верхний ряд – для событий из области $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\max} > 10590 \text{ МэВ}/c^2$, соответствующей двум Z_b пикам. Нижний ряд – для событий из области $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\max} < 10550 \text{ МэВ}/c^2$. Сплошной гистограммой показаны результаты аппроксимации основной моделью, пунктирной гистограммой – моделью с квантовыми числами $J^P = 2^+$ для обоих Z_b резонансов. Заштрихованной гистограммой показан ожидаемый вклад фоновых событий. 75
- 3.11 Аналогично Рис. 3.10, но для событий $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$. Верхний ряд – для событий из области $10605 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Upsilon(2S)\pi)_{\max} < 10635 \text{ МэВ}/c^2$, соответствующей $Z_b(10610)$, средний ряд – для событий из области $10645 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Upsilon(2S)\pi)_{\max} < 10675 \text{ МэВ}/c^2$, соответствующей $Z_b(10650)$, нижний ряд – для событий из области $M(\Upsilon(2S)\pi)_{\max} < 10550 \text{ МэВ}/c^2$ 76
- 3.12 Аналогично Рис. 3.10, но для событий $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$. Верхний ряд – для событий из области соответствующей $Z_b(10610)$, нижний ряд – для событий из области соответствующей $Z_b(10650)$ 76
- 3.13 Распределение по величине $\Delta\mathcal{L}$ для 1000 псевдоэкспериментов для конечных состояний $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ (верхний ряд) и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ (нижний ряд) 78
- 3.14 Распределение по величине $\Delta\mathcal{L}$ для 1000 псевдо-экспериментов для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$: моделирование основной моделью, аппроксимация моделью $J_1^{P_1} = 1^+, J_2^{P_2} = 2^+$ 79
- 3.15 Характерные зависимости значения параметра аппроксимации от числа событий моделирования, используемого для вычисления нормировки матричного элемента. Слева направо показаны зависимости для амплитуды, фазы и логарифма функции правдоподобия, соответственно. 82

- 3.16 Нормализованные распределения для параметров основной модели для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, полученные по 1000 псевдо-экспериментам. Во всех случаях распределение согласуется со стандартным нормальным. 83
- 3.17 Распределение по массе отдачи к системе $\pi^0\pi^0$ для отобранных событий $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ в канале (а) $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$, (b) $\Upsilon(nS) \rightarrow e^+e^-$ и (с) $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(1S) \rightarrow l^+l^-$ 90
- 3.18 Сравнение распределений экспериментальных данных из внесигнальных областей для $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$ (верхний ряд), $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ (средний ряд) и $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$ (нижний ряд), показанных точками с соответствующими статистическими неопределенностями, и результатов аппроксимации функцией 3.38, показанных гистограммой. 93
- 3.19 Далиц распределения для отобранных событий (а) $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$, (b) $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ и (с) $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$ из соответствующих сигнальных областей. 93
- 3.20 Сравнение распределения экспериментальных данных, показанных точками, с результатами аппроксимации моделью включающей состояния Z_b (сплошная гистограмма), и моделью, не содержащей этих состояний (пунктирная гистограмма). Заштрихованной гистограммой показано распределение фоновых событий. Верхний ряд для конечного состояния $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$, средний для $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ и нижний для $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$ 94
- 4.1 Импульсное распределение восстановленных B -мезонов в событиях моделирования: а) – трехчастичных распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$; б) – радиационного возврата $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)\gamma \rightarrow B\bar{B}\gamma$; в) – двухчастичных распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ 103

- 4.2 Распределения по инвариантной массе (а) и импульсу (б) для B -кандидатов из сигнальной области, показанные точками. На рисунке (а) квадратной штриховкой показан фон от событий континуума, линейной штриховкой – фон от несигнальных распадов B -мезонов, красной гистограммой – сигнал B -мезонов. На рисунке (б) заштрихованной гистограммой показано ожидаемое распределение событий фона, определенной по событиям из внесигнальной области по $M(B)$ 106
- 4.3 Распределение по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ для событий (а) – моделирования $q\bar{q}$; (б) – моделирования $B\bar{B}X$; (с) – данных из левой внесигнальной области по $M(B)$, (d) – данных из правой вне сигнальной области по $M(B)$. Точками показаны распределения для RS комбинаций, а заштрихованными гистограммами – для WS комбинаций (перенормированные). 108
- 4.4 Распределение по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$. На рисунке (а) для событий моделирования сигнала $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$. Три пика соответствуют сигналам $B\bar{B}\pi$ (левый), $B\bar{B}^{(*)}\pi$ (средний) и $B^*\bar{B}^*\pi$ (правый). На рисунке (б) показано распределение для экспериментальных событий из сигнальной области для RS комбинаций (точки) и для WS комбинаций (заштрихованная гистограмма). 109
- 4.5 Распределение по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для событий из сигнальной области $B\bar{B}^*\pi$ (левый столбец) и для событий $B^*\bar{B}^*\pi$ (правый столбец) для экспериментальных данных (верхний ряд), моделирования $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (средний ряд) и глобального моделирования $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\gamma$ (нижний ряд). Точками показаны распределения для RS комбинаций, а заштрихованными гистограммами – для WS комбинаций. 112
- 4.6 Распределения по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для событий моделирования сигнальных процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ (а) и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$ (б) с равномерным распределением по фазовому пространству. Сплошной линией показаны результаты аппроксимации функцией $\epsilon(m)F_i^{\text{PHSP}}(m)$, пунктирной линией – ожидаемая зависимость при $\epsilon(m) = \text{const}$ 114

- 4.7 Пример результатов одновременной аппроксимации распределения по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для RS и WS комбинаций для конечного состояния $B\bar{B}^*\pi$ (а) и для конечного состояния $B^*\bar{B}^*\pi$ (б). Для реализации одновременной аппроксимации, распределения для RS и WS комбинаций были объединены, причем распределение для WS комбинаций сдвинуто влево на величину $0.2 \text{ ГэВ}/c^2$. Сплошной линией показаны результаты аппроксимации, пунктиром показан вклад фона. 114
- 4.8 Сравнение результатов аппроксимации распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ различными моделями: (а) – для конечного состояния $B\bar{B}^*\pi$ и (б) – $B^*\bar{B}^*\pi$. Точками показано распределение RS событий, заштрихованной гистограммой – WS событий. Штриховая линия соответствует модели-0, пунктирная – модель-1, штрих-пунктирная – модель-2. Модель-3 показана более плотной пунктирной линией. Сплошная линия соответствует распределению только фоновых событий. 115
- 5.1 Примеры диаграмм перерасеяния $\bar{B}^{(*)}B^*$ -мезонов [131, 132]. 129
- 5.2 Цепочка переходов между состояниями системы $h + (\bar{Q}Q)$ и $(\bar{q}Q)(q\bar{Q})$, где h обозначает легкий адрон [133]. 130
- 6.1 Распределение по инвариантной массе системы $h_b(1P)\pi$ (слева) и $h_b(2P)\pi$ (справа) в процессе $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, $m = 1, 2$. Из работы [93]. 132
- 6.2 Сравнение значений масс и ширин состояний Z_b , измеренных в пяти конечных состояниях (см. Таблицу 25). 133
- 6.3 Распределения по инвариантной массе системы $(\bar{D}D^*)^\pm$ из процесса $e^+e^- \rightarrow (\bar{D}D^*)^\pm\pi^\mp$ (слева и в центре [135]) и системы $(\bar{D}^*D^*)^\pm$ из процесса $e^+e^- \rightarrow (\bar{D}^*D^*)^\pm\pi^\mp$ (справа [136]). 136
- 6.4 Распределение по инвариантной массе системы $\pi^+\pi^-$ в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ (слева) из работы [139] и процессе $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ (справа) из настоящей диссертации. 137
- 6.5 Ожидаемое семейство шести изотриплетов на пороге рождения $\bar{B}B$, $\bar{B}B^*$ и \bar{B}^*B^* -мезонов и их возможные каналы распадов. Расщепление масс показано не в масштабе. Иллюстрация из работы [109]. 140

Список таблиц

1	Существующие и строящиеся B -фабрики.	29
2	Сравнение статистики, набранной в экспериментах Belle и BaBar при различных энергиях в системе центра масс.	30
3	Проектные параметры накопителя КЕКВ.	32
4	Полное сечение и скорость счета триггера для основных физических процессов e^+e^- столкновений при энергии $\Upsilon(4S)$, приведенные для светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Значения, помеченные индексом ^(*) , приведены с учетом масштабного фактора 1/100 (то есть на диск записывается только каждое сотое событие данного типа), применяемого для данного типа событий на уровне триггера.	45
5	Результаты анализа распределений по массе отдачи к паре пионов, $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Приведена только статистическая неопределенность центральных значений параметров, полученных из аппроксимации.	61
6	Результаты вычисления псевдо- χ^2/n_{bins} для одномерных распределений, показанных на Рис. 3.6.	73
7	Результаты аппроксимации для конечных состояний $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ ($\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$) при различных предположениях относительно квантовых чисел J^P для двух Z_b резонансов. В таблице приведены значения $\Delta\mathcal{L}$	77
8	Список основных источников систематической погрешности в определении сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Величины неопределенности приведены в процентах.	80
9	Результаты измерения сечений для трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Первая из приведенных неопределенностей является статистической, вторая – систематической. В последней строке для сравнения представлены результаты, полученные ранее в работе [73].	86

10	Результаты амплитудного анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$	87
11	Результаты аппроксимации распределений, показанных на Рис. 3.17. В таблице приведено полное число сигнальных событий (N_{sig}), определение сигнальной области, полное число событий попавших в сигнальную область (N_{evt}) и относительная доля сигнальных событий f_{sig} среди всех событий в сигнальной области.	91
12	Определение областей, используемых для определения распределения фоновых событий по фазовому пространству.	92
13	Результаты амплитудного анализа конечных состояний $\Upsilon(1,3S)\pi^0\pi^0$. Значения относительных фаз приведены в градусах. Коэффициент a_{nr_1} и фаза ϕ_{nr_1} нерезонансной амплитуды фиксированы равными 10.0 и 0.0, соответственно.	95
14	Аналогично Таблице 13, но для конечного состояния $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$	95
15	Список основных источников систематической неопределенности. Величины указаны в %.	97
16	Список основных источников систематической неопределенности в величине относительных долей индивидуальных вкладов в трехчастичные амплитуды.	98
17	Вклады (в процентах) промежуточных процессов в полный трехчастичный сигнал.	100
18	Список каналов распада, использовавшихся для восстановления сигнала B -мезонов, при анализе динамики трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$	105
19	Результаты аппроксимации экспериментальных распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ различными моделями для трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$	116
20	Список основных источников систематической неопределенности при вычислении сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$	117
21	Результаты по поиску дополнительных решений при аппроксимации распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для конечных состояний $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$	118

- 22 Результаты вычисления величины видимого сечения для трехчастичных процессов. Первая из указанных неопределенностей является статистической, вторая – систематической. Для величин, где приведено только одно значение неопределенности, она является статистической. 120
- 23 Сводная таблица результатов по распадам Z_b в конечные состояния, содержащие боттомоний. 121
- 24 Список вероятностей распадов резонансов $Z_b^+(10610)$ и $Z_b^+(10650)$ в предположении, что приведенный набор каналов распада является полным. 122
- 25 Результаты измерений масс и ширин Z_b резонансов в различных конечных состояниях. 133
- 26 Результаты измерений масс и ширин Z_c резонансов вблизи порогов рождения $\bar{D}D^*$ и \bar{D}^*D^* 135