

На правах рукописи



Гармаш Алексей Юрьевич

**Изучение боттомониеподобных состояний
в эксперименте Belle**

Специальность 01.04.16 —
Физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск — 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

НАУЧНЫЙ
КОНСУЛЬТАНТ — доктор физико-математических наук, академик
РАН БОНДАРЬ Александр Евгеньевич.

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

ЗАЙЦЕВ Александр Михайлович — доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение «Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», главный научный сотрудник.

НЕФЕДЬЕВ Алексей Владимирович — доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, высококвалифицированный ведущий научный сотрудник.

ШМАТОВ Сергей Владимирович — доктор физико-математических наук, Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, начальник сектора.

ВЕДУЩАЯ
ОРГАНИЗАЦИЯ — Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына.

Защита диссертации состоится « 21 » апреля 2022 г. в « 14:00 » часов на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯФ СО РАН и на сайте <https://inp.nsk.su/obrazovanie/dissertatsionnye-sovety#d-003-016-02>.

Автореферат разослан « 01 » марта 2022 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН

 Фадин Виктор Сергеевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена поиску и изучению боттомониеподобных состояний в процессах e^+e^- аннигиляции.

Представленные в диссертации исследования выполнены с использованием данных, полученных в эксперименте Belle в период с 1999 по 2010 год на асимметричном e^+e^- коллайдере КЕКВ в области энергий в системе центра масс от 9.46 ГэВ до 11.02 ГэВ. Эксперимент проводился в Национальном центре по физике высоких энергий КЕК, расположенном в г. Цукуба, Япония.

Актуальность темы. Спектроскопия тяжелых адронов является уникальной лабораторией для изучения сильного взаимодействия в непертурбативном режиме. В настоящее время основными инструментами для описания подобных систем являются эффективные теории и феноменологические модели. Однако надежность вычислений на решетках постоянно улучшается, и ожидается, что в конечном итоге это позволит описать адронные системы, исходя из первых принципов.

В кварковой модели адронные состояния рассматриваются как бесцветные связанные состояния конституэнтных кварков. При этом мезонные состояния являются комбинациями пары кварка и антикварка ($q_1\bar{q}_2$), а барионы – трех кварков ($q_1q_2q_3$). Несмотря на успех такого «минимального» подхода к классификации наблюдаемых адронов, активно ведется поиск других возможных «экзотических» состояний, таких как гибриды $q_1\bar{q}_2g$, глюболы gg , а также многокварковые системы – тетракварки $q_1q_2\bar{q}_3\bar{q}_4$ и пентакварки $q_1q_2q_3\bar{q}_4\bar{q}_5$.

Целью данной работы является поиск и изучение кваркониеподобных состояний, в состав которых входят тяжелые кварки b и \bar{b} , массы которых находятся вблизи порогов рождения пар тяжелых мезонов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать процедуру амплитудного анализа в многомерном фазовом пространстве.
2. Вычислить матричные элементы трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($n = 1,2,3$) в квазидвухчастичном приближении для набора промежуточных резонансов с различными комбинациями спина и четности.
3. Разработать методику регистрации процессов $e^+e^- \rightarrow (B^{(*)}\bar{B}^{(*)})\mp\pi^\pm$ с частичным восстановлением конечного состояния.

4. Разработать критерии эффективного выделения сигнальных событий и определить доминирующие фоновые процессы, используя моделирование методом Монте-Карло.
5. Провести анализ экспериментальных данных.
6. Предложить физическую модель, объясняющую полученные результаты.

Научная новизна: Впервые проведен амплитудный анализ процессов e^+e^- аннигиляции в трехчастичные конечные состояния $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ и $(B^*\bar{B}^{(*)})^\mp\pi^\pm$, в результате чего впервые обнаружены два изотриплета экзотических боттомониеподобных состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. Измерены их массы, ширины, а также значения квантовых чисел спина и пространственной четности. Предложена молекулярная модель описания структуры обнаруженных резонансов.

Основные положения, выносимые на защиту:

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 $Z_b(10650)$.

Достоверность полученных результатов подтверждается их представлением на основных российских и международных конференциях по физике высоких энергий и публикациями в ведущих реферируемых тематических изданиях.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на общих совещаниях участников эксперимента Belle, на экспериментальных и общепитутских семинарах ИЯФ СО РАН, сессиях-конференциях секции ядерной физики РАН, а также на многочисленных международных конференциях, в частности:

- International Conference on Hadron Spectroscopy, 2011, 2013;
- International Workshop on e^+e^- collisions from ϕ to J/ψ (PHIPSI), 2011;
- Les Rencontres de Physique de la Vallée d’Aoste (La Thuile), 2012, 2013;
- Flavor Physics and CP Violation (FPCP), 2012;
- XIth International Conference on Heavy Quarks and Leptons (HQL), 2012;
- International Workshop on Heavy Quarkonia (QWG), 2013, 2014; 2016;
- International Conference on High Energy Physics (ICHEP), 2012, 2014;
- Europhysics Conference on High Energy Physics (EPS-HEP), 2015, 2018;
- Exotic Hadron Workshop at ICNFP, 2017;
- XVII International Conference on Hadron Spectroscopy and Structure, 2017;
- Phenomenology Symposium (PHENO), 2020.

Личный вклад. Эксперимент Belle проводился большим коллективом исследователей, состоящим из нескольких сотен человек, тем не менее автор внес существенный личный вклад в работу эксперимента. В частности, автор принимал активное участие в создании одной из основных систем детектора Belle – электромагнитного калориметра. Участвовал 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 полный анализ полученных данных, включая разработку методики, проведение математического моделирования, определение критериев отбора сигнальных событий, а также анализ фоновых процессов и систематических неопределенностей.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 170 страниц, включая 43 рисунка и 26 таблиц. Список литературы содержит 142 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется тема исследования и приводится план представления материала.

Первая глава посвящена описанию классификации основных состояний тяжелого кваркония, а также его низких возбуждений, массы которых лежат ниже порога рождения открытого аромата.

После открытия чармония J/ψ в 1974 году и боттомония Υ в 1977 году были экспериментально обнаружены многие из предсказываемых кварковой моделью состояний кваркония как в системе чармония, так и в системе боттомония. Однако примерно с начала 1980-ых и до начала 2000-ых годов не было обнаружено ни одного нового состояния тяжелого кваркония.

Новая эпоха в исследованиях кваркония началась с вводом в строй следующего поколения коллайдеров – мезонных фабрик. Так, в 2002 году эксперимент Belle обнаружил состояние $\eta_c(2S)$ в распадах B -мезонов и в процессе парного эксклюзивного рождения совместно с J/ψ . В 2005 году эксперимент CLEO обнаружил спин-синглетное состояние h_c в переходах из $\psi(2S)$ с излучением π^0 , при этом использовался канал $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$. Эти два результата заполнили схему уровней чармония ниже порога рождения $D\bar{D}$.

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 резонанс с массой вблизи значения $3.87 \text{ ГэВ}/c^2$. Этот резонанс впоследствии получил обозначение $X(3872)$. Квантовые числа $J^{PC} = 1^{++}$ этого состояния были надежно измерены в эксперименте LHCb в 2009 году. С этого момента почти каждый год обнаруживались новые резонансы с неожиданными свойствами, которые не вписываются в простую схему $c\bar{c}$ уровней. Так, в экспериментах Belle, BaBar и BESIII было обнаружено сразу несколько векторных резонансов, $Y(4260)$, $Y(4360)$ и др., рождающихся напрямую в e^+e^- аннигиляции, например $e^+e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Все эти новые состояния не укладывались в классическую схему классификации состояний чармония, но при этом содержали c и \bar{c} -кварки. Такие состояния стали называть чармониеподобными.

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, измеренное сечение процессов вида $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS) \pi^+ \pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) 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 $h_c\pi^+\pi^-$, в эксперименте Belle была предпринята попытка поиска на тот момент еще не наблюдавшегося экспериментально P -волнового состояния h_b в канале $e^+e^- \rightarrow h_b\pi^+\pi^-$ при энергии в системе центра масс вблизи $\Upsilon(5S)$ резонанса (10.866 ГэВ). Анализ большого объема данных, полученных при энергии вблизи максимума $\Upsilon(5S)$ резонанса, действительно, позволил впервые наблюдать не только состояние $h_b(1P)$, но и его первое радиальное возбуждение $h_b(2P)$ с высокой статистической значимостью [3]. Дальнейшие исследования показали, что вероятности процессов $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1, 2$) того же порядка, что и аномально высокая вероятность процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Неожиданно большое количество $h_b(mP)$ мезонов, рождающихся в процессе аннигиляции $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, позволило впервые изучить распады вида $h_b(mP) \rightarrow \eta_b(nS)\gamma$ и, таким образом, впервые экспериментально обнаружить псевдоскалярное состояние $\eta_b(2S)$.

До 2010 года все обнаруженные нестандартные (в дальнейшем получившие название «экзотических») состояния были состояниями, в кварковом составе которых содержалась пара $c\bar{c}$. В 2011 году в эксперименте Belle были обнаружены первые боттомониеподобные состояния, впоследствии получившие обозначения $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. Изучению свойств этих состояний посвящена диссертация.

Вторая глава посвящена описанию ускорительно-накопительного комплекса КЕКВ и детектора Belle. КЕКВ – это B -фабрика с асимметричными (8.0 ГэВ на 3.5 ГэВ) электрон-позитронными пучками, созданная в Национальной лаборатории физики высоких энергий (КЕК) в городе Цукуба (Япония). Коллайдер КЕКВ состоит из двух независимых накопительных колец (одно для электронов, другое для позитронов) с периметром около 3 км. Пиковая светимость, достигнутая на комплексе КЕКВ за все время работы эксперимента Belle, составила 2.1×10^{34} см⁻²с⁻¹ с током электронного пучка 1.2 А и позитронного пучка 1.6 А. Это более чем в два раза превысило проектное значение. За время работы эксперимента Belle набранный интеграл светимости составил около 1000 фб⁻¹, включая 121.4 фб⁻¹, набранных при энергии рождения $\Upsilon(5S)$ резонанса (10.866 ГэВ в системе центра масс), на основе которых были выполнены исследования, приведенные в диссертации.

Детектор Belle является универсальным магнитным спектрометром. Основными компонентами детектора являются кремниевый вершинный

детектор, дрейфовая камера, аэрогелевый детектор черенковского излучения, система измерения времени пролета частиц, электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI(Tl), сверхпроводящий магнит и мюонные камеры, расположенные в магнитном ярме, а также триггер и система сбора и записи данных.

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 интегральной светимости в 50 раз.

В **третьей главе** начинается изложение результатов, вошедших в диссертацию. Приводятся результаты амплитудного анализа процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi\pi$, $n = 1,2,3$, включая первое наблюдение двух заряженных резонансов $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$, а также нейтрального партнера $Z_b(10610)^0$ изотриплета $Z_b(10610)$.

При изучении процессов, где в конечном состоянии рождается три и более частиц, кроме измерения сечения, важной задачей является изучение динамики процесса. Эта задача включает в себя определение вклада и структуры различных амплитуд. Многочастичное конечное состояние часто представляется как каскадный процесс, каждый этап которого можно рассматривать как квазидвухчастичный. Амплитуда перехода в этом случае записывается в виде суммы различных вкладов, каждый из которых характеризуется набором внутренних параметров таких, как массы, ширины и квантовые числа промежуточных резонансов, их относительные амплитуды и фазы. Если вид амплитуды известен, задача исследования динамики сводится к определению всех или некоторых из этих параметров.

Для исследования многомерных распределений на ограниченном наборе данных наиболее эффективным подходом является аппроксимация негруппированных данных. В этом случае производится минимизация функции правдоподобия:

$$\mathcal{L} = - \sum_k \ln F(\vec{q}_k, \vec{\theta}) \rightarrow \min, \quad (1)$$

где $F(\vec{q}_k, \vec{\theta})$ – функция плотности вероятности, нормированная на единицу, \vec{q} – вектор параметров, описывающих фазовое пространство, а $\vec{\theta}$ – вектор параметров модели, значения которых определяются из минимизации. Суммирование проводится по всем событиям.

Плотность вероятности представляет собой сумму сигнальной $S(\vec{q}, \vec{\theta})$ и фоновой $b(\vec{q})$ функций. Сигнальная функция является сверткой отклика детектора $\varepsilon(\vec{q}_r, \vec{q}_t)$ с квадратом модуля матричного элемента $|\mathcal{M}(\vec{q}_t, \vec{\theta})|^2$. В случае, когда изменением $|\mathcal{M}(\vec{q}_t, \vec{\theta})|^2$ на масштабе разрешения детектора можно пренебречь, свертка может быть заменена произведением, и зависимость эффективности от импульсов частиц может быть исключена из

минимизируемой функции. В таком случае не требуется восстановления явного вида зависимости эффективности от точки фазового пространства, достаточно вычисления средней по плотности матричного элемента эффективности.

Однако аппроксимация негруппированных данных имеет и свои недостатки, основным из которых является невозможность получения количественной характеристики «качества» аппроксимации экспериментальных данных конкретной моделью непосредственно по результатам аппроксимации. Для определения уровня значимости, достигнутого при минимизации, были разработаны различные подходы. В работе применялся метод псевдо- χ^2 и критерий согласия Уилкоксона-Манна-Уитни. Кроме того, активно использовалась методика псевдоэкспериментов. Перед применением разработанного программного обеспечения для анализа экспериментальных данных проводилось интенсивное тестирование с событиями моделирования методом Монте-Карло.

В эксперименте Belle метод аппроксимации негруппированных данных был впервые применен в исследовании терехчастичных распадов B -мезонов [1], и в дальнейшем был адаптирован для анализа других процессов, включая $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1, 2, 3$.

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

$$\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta}) = \sum_{k=1}^K a_k e^{i\phi_k} \mathcal{A}_k(\vec{q}, \vec{\theta}_k), \quad (2)$$

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 погрешность, присущая каждому вкладу, будет зависеть не только от неопределенности соответствующей амплитуды, найденной в результате минимизации, но и неопределенностями всех остальных относительных параметров модели. Для учета этих корреляций, определение статистических погрешностей относительных вкладов f_k проводилось методом псевдоэкспериментов.

Относительные вклады отдельных состояний обычно характеризуются величиной

$$f_k = \frac{a_k^2 \int |\mathcal{A}_k(\vec{q}, \vec{\theta}_k)|^2 d\vec{q}}{\int |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\theta})|^2 d\vec{q}}, \quad (3)$$

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 .

Результаты изучения трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$) опубликованы в работах [5] и [7]. Для выделения сигнальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ требовалось наличие в событии четырех хорошо реконструированных треков с надежной идентификацией их типа и выполнение условия на массу отдачи к системе $\pi^+\pi^-$:

$$M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)c^2 = \sqrt{(E_{\text{c.m.}} - E_{\pi\pi}^*)^2 - p_{\pi\pi}^{*2}c^2}, \quad (4)$$

где $E_{\text{c.m.}}$ – известная полная энергия e^+e^- пучков, а $E_{\pi\pi}^*$ и $p_{\pi\pi}^*$ – измеренные значения энергии и импульса $\pi^+\pi^-$ системы. Экспериментальные распределения по массе отдачи для событий, прошедших все условия отбора, показаны на Рис. 1. Для дальнейшего анализа отбирались события, для которых значение массы отдачи находится внутри границ, показанных на Рис. 1.

При изучении динамики процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$, в общем виде амплитуда конструировалась как когерентная сумма вкладов с промежуточными резонансами $\sigma(600)$, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ в системе $\pi^+\pi^-$, возможными резонансами в системе $\Upsilon(nS)\pi^\pm$, а также нерезонансного вклада. Формы всех резонансов, кроме $f_0(980)$, параметризовались функцией Брейта-Вигнера со значениями масс и ширин фиксированными и равными среднемировым значениям. Для параметризации формы резонанса $f_0(980)$ использовалась функция Флатте с параметрами, измеренными ранее при анализе процесса $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ [1]. Нерезонансная амплитуда

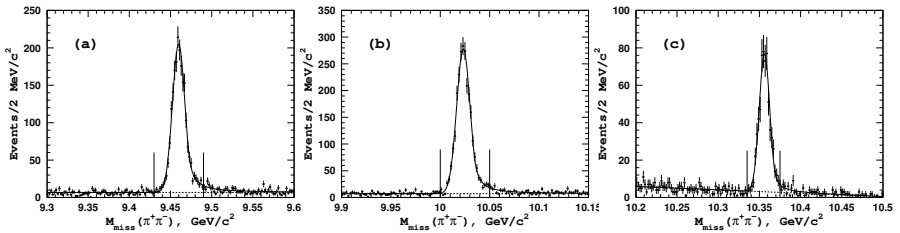


Рис. 1: Распределения по массе отдачи к $\pi^+\pi^-$ системе для событий $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ из сигнальной области (a) $\Upsilon(1S)$; (b) $\Upsilon(2S)$; (c) $\Upsilon(3S)$. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошной линией показаны результаты аппроксимации, пунктирной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

параметризовалась как $\mathcal{A}^{\text{NR}}(s_{23}) = c_1^{\text{NR}} e^{i\delta_1^{\text{NR}}} + c_2^{\text{NR}} e^{i\delta_2^{\text{NR}}} s_{23}$, где s_{23} – квадрат инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ системы, а амплитуды c_i^{NR} и фазы δ_i^{NR} ($i = 1, 2$) – свободные параметры модели.

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 была исключена компонента $\Upsilon(2S)f_0(980)$, так как 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 эффекты, связанные с описанным упрощением амплитуд переходов, изучались и были учтены в окончательных результатах в виде систематической неопределенности. Таким образом, полное число свободных параметров аппроксимации составляло 16, 14 и 10 для конечных состояний $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$, соответственно.

Результаты аппроксимации событий $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ основной моделью показаны на Рис. 2, 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 $Z_b^-\pi^+$.

При аппроксимации данных проверялся следующий набор гипотез относительно квантовых чисел наблюдаемых резонансов Z_b : $J^P = 1^+, 1^-, 2^+$ и 2^- . 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 вклад резонансов Z_b в конечном состоянии $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ сравнительно мал, определение квантовых чисел наблюдаемых Z_b резонансов проводилось из аппроксимации экспериментальных данных только для конечных состояний $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$. 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 1, можно сделать вывод, что модель с $J^P = 1^+$ для обоих Z_b резонансов дает 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 $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ было проведено лишь сравнение моделей,

где оба Z_b резонанса 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.

В процессе минимизации функции правдоподобия при анализе конечных состояний $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ были обнаружены 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 гораздо слабее и не превышает 9% и учтена при определении систематической погрешности.

Перечень основных результатов амплитудного анализа приведен в Таблице 2, где кроме масс и ширин резонансов Z_b также приведены относительные вклады f_X квазидвухчастичных амплитуд в трехчастичные

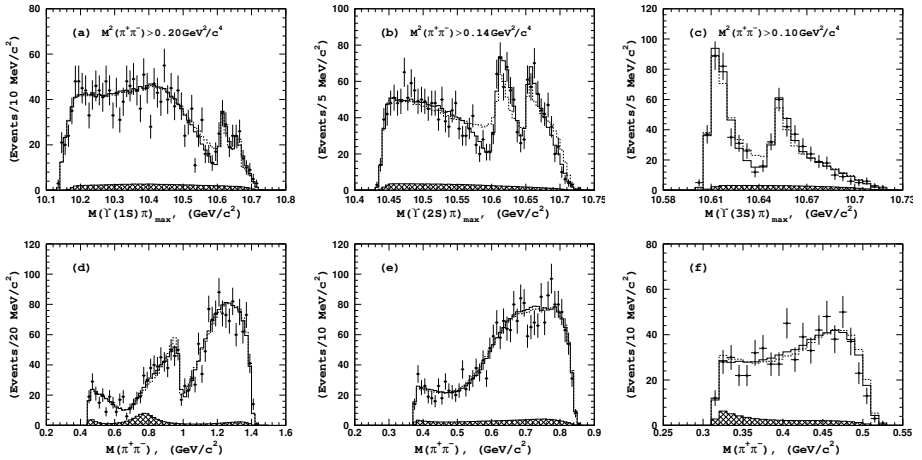


Рис. 2: Сравнение распределений по инвариантной массе $\Upsilon(nS)\pi^\pm$ (верхний ряд) и $\pi^+\pi^-$ (нижний ряд) системы для экспериментальных данных, показанных точками с соответствующими статистическими неопределенностями, с результатами аппроксимации. Сплошная линия соответствует основной модели 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) – $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, (c) и (f) – $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$.

Таблица 1: Результаты аппроксимации для конечных состояний $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ ($\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$) в 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)

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 2. 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 2. Полный S -волновой вклад является существенно более стабильной величиной.

Тем не менее, удалось выделить вклад от скалярного 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 ϕ_Z .

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.

Результаты исследований трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$, ($n = 1,2,3$) опубликованы в работе [6]. Ввиду сравнительно мягкой 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

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

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.	$67 \pm 36^{+24}_{-52}$	$-10 \pm 13^{+34}_{-12}$	$-5 \pm 22^{+15}_{-33}$
$c_{Z_b(10650)}/c_{Z_b(10610)}$	$0.40 \pm 0.12^{+0.05}_{-0.11}$	$0.53 \pm 0.07^{+0.32}_{-0.11}$	$0.69 \pm 0.09^{+0.18}_{-0.07}$
$f\Upsilon(nS)f_2(1270)$, %	$14.6 \pm 1.5^{+6.3}_{-0.7}$	$4.09 \pm 1.0^{+0.33}_{-1.0}$	—
$f\Upsilon(nS)(\pi^+\pi^-)_S$, %	$86.5 \pm 3.2^{+3.3}_{-4.9}$	$101.0 \pm 4.2^{+6.5}_{-3.5}$	$44.0 \pm 6.2^{+1.8}_{-4.3}$
$f\Upsilon(nS)f_0(980)$, %	$6.9 \pm 1.6^{+0.8}_{-2.8}$	—	—

восстановления заряженного пиона в дрейфовой камере. Для подавления существенно более высокого (чем в модах с заряженными пионами) ожидаемого комбинаторного фона при восстановлении низкоэнергетичных 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 восстанавливались 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 $\Upsilon(1S) \rightarrow l^+l^-$.

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 далее отмечены лишь наиболее существенные моменты.

Так, ввиду малой статистики, при анализе нейтральных конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ использовался упрощенный вариант амплитудного анализа, аналогичный тому, что был применен для анализа конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. В этом подходе проводился анализ лишь двумерной проекции полного шестимерного фазового пространства на плоскость $M^2(\Upsilon(nS)\pi^0) - M^2(\pi^0\pi^0)$. Это эквивалентно интегрированию по остальным переменным фазового пространства. Результаты аппроксимации экспериментальных данных показаны на Рис. 3.

Для поиска глобального минимума функции правдоподобия процедура минимизации для каждого из конечных состояний проводилась 1000 раз со

Таблица 3: Вклады (в процентах) промежуточных резонансов 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	$100^{+9}_{-6} \pm 1$	$116^{+10}_{-4} \pm 3$	$145^{+12}_{-10} \pm 9$	$153^{+38}_{-22} \pm 15$

случайными начальными значениями для относительных амплитуд и фаз. В результате для моды $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$ было найдено два решения.

Перечень основных результатов амплитудного анализа конечных состояний $\Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ приведен в Таблице 3. 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

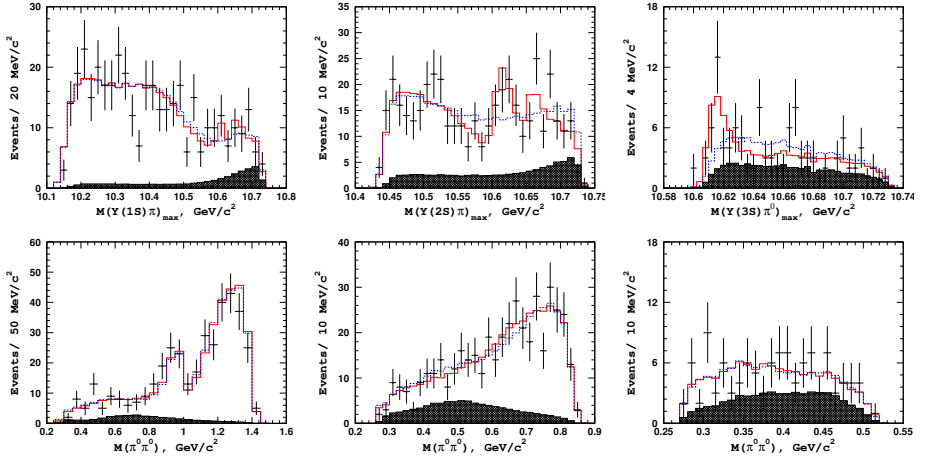


Рис. 3: Сравнение распределения экспериментальных данных, показанных точками, с результатами аппроксимации моделью, включающей состояния Z_b (сплошная гистограмма), и моделью, не содержащей этих состояний (пунктирная гистограмма). Заштрихованной гистограммой показано распределение фоновых событий. Левый столбец – для конечного состояния $\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$, средний – для $\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ и правый – для $\Upsilon(3S)\pi^0\pi^0$. В верхней строке показаны распределения по инвариантной массе для комбинации $\Upsilon(nS)\pi^0$, нижняя строка – для комбинации $\pi^0\pi^0$.

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 $M(Z_b^0(10610)) = 10609 \pm 4 \pm 4$ МэВ/ c^2 , что согласуется с величиной, определенной из анализа процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, $m = 1, 2$ [5,7].

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

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi\pi} = \frac{N_{\Upsilon(nS)\pi\pi}}{L \cdot \mathcal{B} \cdot \varepsilon_{\Upsilon(nS)\pi\pi} (1 + \delta_{\text{ISR}})}, \quad (5)$$

где L – интегральная светимость, \mathcal{B} – вероятности распада промежуточных резонансов, например $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\varepsilon_{\Upsilon(nS)\pi\pi}$ – эффективность восстановления частиц конечного состояния. Множитель $1/(1 + \delta_{\text{ISR}})$ учитывает эффект излучения фотонов частицами начального состояния. Используя результаты предыдущих измерений [9,12], была определена величина ISR поправки $1/(1 + \delta_{\text{ISR}}) = 0.659 \pm 0.015$.

В четвертой главе приведено описание результатов исследований процессов $e^+e^- \rightarrow (B^{(*)}B^{(*)})^\mp\pi^\pm$. Полученные результаты опубликованы в работе [8].

Ввиду того, что в распадах B -мезонов отсутствуют доминирующие эксклюзивные каналы, эффективность полного восстановления сигнала трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow (B^{(*)}B^{(*)})^\mp\pi^\pm$ составляет величину порядка $10^{-6} - 10^{-5}$. При имеющемся интеграле светимости при энергии $\Upsilon(5S)$ резонанса это соответствует ожидаемому числу полностью восстановленных событий двухчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}B^{(*)}$ порядка десяти, а для искомых трехчастичных процессов – менее одного. В связи с этим при изучении трехчастичных $e^+e^- \rightarrow (B^{(*)}B^{(*)})^\mp\pi^\pm$ процессов был разработан инклюзивный подход, когда реконструируется лишь часть частиц конечного состояния, а именно заряженный π -мезон и один из двух B -мезонов. Такой подход позволяет существенно увеличить эффективность реконструкции и достоверно разделить трехчастичные сигналы $B\bar{B}\pi$, $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$.

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

$$M_{\text{miss}}(B\pi)c^2 = \sqrt{(\sqrt{s} - E(B\pi))^2 - P^2(B\pi)c^2}, \quad (6)$$

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.

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 восстановленный 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 сигнала B -мезонов. Для подавления этого фона использовались величины, характеризующие общую структуру события. Так как B -мезоны псевдоскалярные частицы, 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.

Важным фоновым процессом также 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 $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$. 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 распределении и схож с распределением событий континуума.

Распределение по инвариантной массе отобранных B -кандидатов с $P(B) < 1.35$ ГэВ/с приведено на Рис. 4(а), где показаны экспериментальные данные, а также приведены ожидаемые вклады различных фоновых процессов по результатам моделирования. Число событий в сигнальном пике, определенное из аппроксимации, равно 12263 ± 168 . Для дальнейшего использования определим сигнальную область по $M(B)$ как $|M(B) - m_B| < 40$ МэВ/с², где m_B – среднемировое значение массы B -мезона. Для заряженных и нейтральных B -мезонов используется одинаковое значение m_B , поскольку разница их масс находится далеко за пределами чувствительности методики нашего исследования. Внесигнальная область определяется как комбинация левой 5.15 ГэВ/с² $< M(B) < 5.20$ ГэВ/с² и правой 5.35 ГэВ/с² $< M(B) < 5.40$ ГэВ/с² частей распределения по $M(B)$, показанного на Рис. 4 (а).

Восстановленные B^+ и \bar{B}^0 кандидаты затем комбинируются с оставшимися в событии π^- -мезонами (аналогично для зарядово сопряженных состояний). Такие комбинации в дальнейшем называются RS-комбинациями (правильного знака). Для изучения распределения фоновых событий также строилась комбинации с π -мезонами обратного знака, которые называются WS-комбинациями (неправильный знак).

Распределение по $M_{\text{miss}}^*(B\pi)$ для экспериментальных событий из сигнальной области по $M(B)$ показано на Рис. 4(б). Для процесса $e^+e^- \rightarrow$

$B\bar{B}\pi$ сигнальное распределение имеет форму острого пика с шириной около $6 \text{ МэВ}/c^2$ и с положением максимума, 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 массе 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 и \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 надежно моделируются и учитываются при дальнейшем анализе. Как видно из Рис. 4(b), в экспериментальном распределении наблюдаются два пика, положения которых согласуются с положением сигналов от процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$.

В результате аппроксимации получается: $N_{B\bar{B}\pi} = 13 \pm 25$, $N_{B\bar{B}^*\pi} = 357 \pm 30$ и $N_{B^*\bar{B}^*\pi} = 161 \pm 21$. Таким образом, статистически значимого

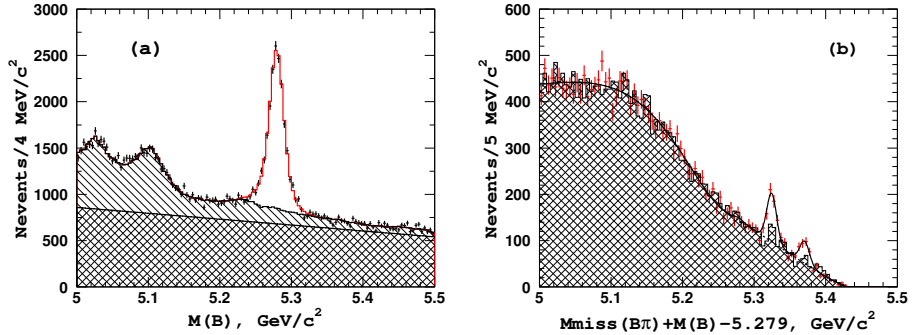


Рис. 4: (a) – Распределения по инвариантной массе для отобранных B -кандидатов. Точками показаны экспериментальные данные, квадратной штриховкой показан вклад в фон от событий континуума, линейной штриховкой – вклад от несигнальных распадов B -мезонов, красной гистограммой – сигнал B -мезонов. На рисунке (b) показано распределение для экспериментальных событий из сигнальной области по массе B для RS комбинаций (точки) и для WS комбинаций (заштрихованная гистограмма).

сигнала $B\bar{B}\pi$ не наблюдается. 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 . Как можно заметить из Рис. 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 таких событий можно вычислить из хорошо измеренного значения параметра осцилляций $x_d = 0.774 \pm 0.006$ для нейтральных B -мезонов.

Для последующего анализа динамики трехчастичного процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ отбирались события из области $|M_{\text{miss}}^*(B\pi) - m_{B^*}| < 15 \text{ МэВ}/c^2$, где m_{B^*} – среднемировое значение массы B^* -мезона, 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. Для отобранных событий вычислялась масса отдачи к заряженному π -мезону из $B\pi$ 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.

При анализе распределения сигнальных событий необходимо также учитывать возможную неравномерность в распределении событий фона. Для определения распределения фоновых событий использовались WS-комбинации. При этом, поскольку ввиду смешивания в системе нейтральных B -мезонов часть сигнала переходит в WS-комбинации, проводилась совместная аппроксимация распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ для RS и WS-комбинаций.

Амплитуды процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$ в общем виде параметризуются соответственно как

$$\begin{aligned} S_1(m) &= A_{Z_b(10610)} + A_{Z_b(10650)} + A_{\text{nr}}, \\ S_2(m) &= A_{Z_b(10650)} + A_{\text{nr}}, \end{aligned} \quad (7)$$

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 $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$, $m = 1, 2$: $M[Z_b(10610)] = 10607.2 \pm 2.0 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma[Z_b(10610)] = 18.4 \pm 2.4 \text{ МэВ}$ и $M[Z_b(10650)] = 10652.2 \pm 1.5 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma[Z_b(10650)] = 11.5 \pm 2.2 \text{ МэВ}$.

Тогда полная функция для совместной аппроксимации распределений для WS и RS комбинаций записывается в виде:

$$F_i(m) = [B_i(m) + f_{\text{sig}}S_i(m)]\epsilon(m)F_i^{\text{PHSP}}(m), \quad (8)$$

где $i = 1, 2$ для конечных состояний $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$ соответственно, $m \equiv M_{\text{miss}}(\pi)$, $F_i^{\text{PHSP}}(m)$ – функция фазового объема, свернутая с функцией Гаусса для учета отклика детектора, а $B_i(m)$ – функция, описывающая распределение фоновых событий. Функция $\epsilon(m)$ описывает зависимость от $M_{\text{miss}}(\pi)$ эффективности восстановления конечного состояния (одинаковая для обоих конечных состояний) и определяется из моделирования. Параметр f_{sig} описывает «долго» сигнальных событий: $f_{\text{sig}} = 1$ для RS комбинаций, $f_{\text{sig}} = 0.1105 \pm 0.0016$ для WS комбинаций.

В качестве начальной модели для описания распределения сигнальных событий по $M_{\text{miss}}(\pi)$ использовалась максимально простая 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. 5. Уже эта простая модель дает удовлетворительное описание экспериментальных 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 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).

Результаты аппроксимации со всеми этими моделями также показаны на Рис. 5. Ни одна из модификаций модели-0 не приводит к статистически значимому улучшению согласия с экспериментальными данными. Как следствие, модель-0 принимается в качестве основной. 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 $B^*\bar{B}^*\pi$.

Для проверки непротиворечивости сигналов, наблюдаемых в конечных состояниях $B\bar{B}^*\pi$ и $B^*\bar{B}^*\pi$, с теми, что наблюдаются в конечных состояниях с боттомнием, 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 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Большие значения неопределенностей являются следствием как меньшей статистики, так и существенной (анти)корреляции между массой и шириной резонанса из-за порогового поведения распределения.

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

$$\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi) = \frac{N_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi}}{L \cdot \mathcal{B}_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi} \cdot \alpha \cdot \eta}, \quad (9)$$

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: $\mathcal{B}_{B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi} = \sum_k \mathcal{B}(B \rightarrow f_k) \times \varepsilon_{f_k}$. Из-за различного импульсного распределения B -мезонов в разных конечных трехчастичных состояниях эта величина слегка различается.

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 работе не исследовалась временная эволюция нейтральных B -мезонов, то для вычисления поправки за счет осцилляций необходимо проинтегрировать функцию эволюции по времени. Было установлено, что доля нейтральных B -мезонов в результате осцилляций комбинируется с π -мезонами с зарядом «неправильного» знака равна $\delta = x_d^2/2(1 + x_d^2) = 0.1874 \pm 0.0018$, где $x_d = 0.774 \pm 0.006$,

Для поправки на этот эффект в выражение 9 введен поправочный коэффициент $\alpha = 0.897 \pm 0.007$. Поправочный коэффициент η в выражении 9 учитывает изменение эффективности восстановления из-за неравномерности распределения частиц конечного состояния по фазовому объему. В результате было получено: $\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi) = 11.2 \pm 1.0 \pm 1.2 \text{ пб}$ [$\eta = 1.066$] и $\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi) = 5.61 \pm 0.73 \pm 0.66 \text{ пб}$ [$\eta = 1.182$]. Для процесса $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi$, где статистически значимого сигнала не наблюдается, используется значение эффективности, определенное при равномерном

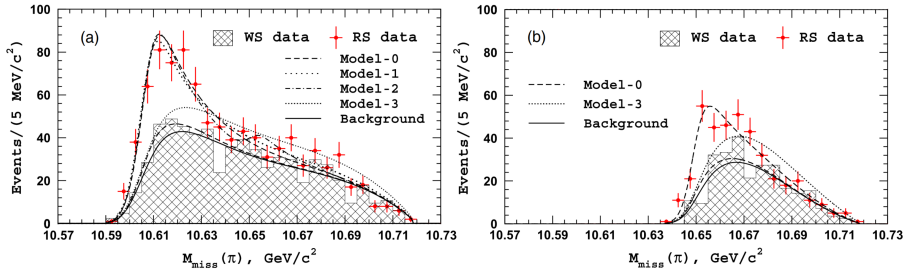


Рис. 5: Сравнение результатов аппроксимации распределений по $M_{\text{miss}}(\pi)$ различными моделями: (a) – для конечного состояния $B\bar{B}^*\pi$ и (b) – $B^*\bar{B}^*\pi$. Точками показано распределение RS событий, заштрихованной гистограммой – WS событий. Штриховая линия соответствует модели-0, пунктирная – модели-1, штрих-пунктирная – модели-2. Модель-3 показана более плотной пунктирной линией. Сплошная линия соответствует распределению только фоновых событий.

распределении частиц по фазовому пространству ($\eta \equiv 1.0$). Верхний предел вычислен на уровне значимости 90%: $\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi) < 2.1$ пб с учетом систематической неопределенности.

Приведенные значения относятся к видимым сечениям. Для определения физически значимых борновских сечений необходимо внести поправку за счет излучение фотона в начальном состоянии. Для вычисления величины этой поправки требуется знать поведение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}\pi$ при энергиях ниже текущего значения энергии в системе центра масс, вплоть до порога рождения. На настоящий момент такая экспериментальная информация отсутствует. Однако согласно предварительным результатам, 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 полученные ранее результаты по измерению сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$), а также результаты независимого исследования процессов $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1,2$), вычисляется отношение вероятности распада Z_b состояний в канале $B^*\bar{B}^{(*)}$ к вероятности распада в конечные состояния, содержащие боттомоний:

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

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

Из имеющихся теоретических оценок отношения вероятностей трехчастичных процессов $\Upsilon(5S) \rightarrow B^*\bar{B}\pi$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$ следует, что 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 эта величина увеличивается до 4. По результатам измерений это отношение равно

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

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

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 $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, приведенный в Таблице 4.

Таблица 4: Список вероятностей распадов резонансов $Z_b^+(10610)$ и $Z_b^+(10650)$ в предположении, что приведенный набор каналов распада является полным.

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

Пятая глава посвящена обсуждению теоретических моделей, предложенных для описания экзотических кваркониеподобных резонансов в целом и структуры обнаруженных боттомониеподобных резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в частности.

Кратко рассмотрены характерные особенности основных моделей, используемых в настоящее время для описания свойств кваркониеподобных состояний:

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

Среди перечисленных наиболее разработанными являются молекулярная модель и модель тетракварка.

Возможность молекулярных состояний в системе чармония обсуждалась М.Б. Волошиным и Л.Б. Окунем в работе 1976 года. После обнаружения состояния $X(3872)$, масса которого находится вблизи суммы масс комбинации \bar{D}^0D^{*0} , эти идеи получили дальнейшее развитие. Применение модели мезонной молекулы для описания состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ дано в работе [2]. Для краткости записи, обозначим состояние $Z_b(10610)$ как Z_b , а состояние $Z_b(10650)$ как Z'_b .

В предположении, что на больших расстояниях волновые функции резонансов можно представить в виде мезон-антимезонной пары, а на малых расстояниях мезонные волновые функции перекрываются, образуя систему, состоящую из пары тяжелых кварка и антикварка, а также легких кварков и глюонов с квантовыми числами изотриплета. Кроме того, предполагается, что в пределе тяжелого b -кварка его спиновые степени свободы

в волновой функции B и B^* -мезонов можно отделить от остальных степеней свободы, получим

$$\begin{aligned} |Z_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (0_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 1_{\bar{q}_1 q_2}^- + 1_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 0_{\bar{q}_1 q_2}^-), \\ |Z'_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (0_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 1_{\bar{q}_1 q_2}^- - 1_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 0_{\bar{q}_1 q_2}^-). \end{aligned} \quad (10)$$

Сконструированные состояния описывают случай идеального смешивания орто- и пара-состояний системы $b\bar{b}$.

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

- 1) ширины резонансов Z_b и Z'_b ожидаются одинаковыми;
- 2) с помощью каскадного механизма рождения $e^+e^- \rightarrow Z_b\pi$, $Z_b \rightarrow h_b(mP)\pi$ снимается подавление из-за необходимости переворота спина тяжелого b -кварка для процесса $e^+e^- \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$;
- 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 $Z_b^{(\prime)}$ на пару $B^*B^{(*)}$ 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.

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

Основным недостатком молекулярной модели считается то, что измеренные массы окологороговых 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/ c^2 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 формы резонансов функцией Брейта-Вигнера, параметры которой определялись независимо в каждом канале распада. Подход для описания формы Z_b резонансов, учитывающий унитарность и аналитичность амплитуды, позволил бы провести совместный анализ всех наблюдаемых каналов распада Z_b и Z'_b

состояний и корректнее определить положение соответствующих полюсов в амплитуде $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ рассеяния.

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. 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} .

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 антриплетета) и антидикварка (цветовой триплет). Впервые такой подход был предложен для описания пентакварка как системы антидикварк-антидикварк-кварк.

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. Такой подход позволил бы объяснить большое сечение рождения состояния $X(3872)$ в протон-протонных столкновениях.

Основным же недостатком этой модели является то, что, как правило, она предсказывает широкий спектр состояний, которые не наблюдаются экспериментально. Предложенные решения этого противоречия требуют выполнения ряда достаточно специфических условий. Кроме того, сама возможность комбинации пары тяжелого и легкого кварка в связанное дикварковое состояние не является надежно установленной. Также стоит отметить, что в такой модели канал распада Z_b в $B^{(*)}\bar{B}^*$ не является выделенным и не должен доминировать, а более тяжелый $Z_b(10650)$ сильнее связан с каналом $B\bar{B}^*$. Такая картина существенно 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 был обнаружен дважды очарованный барион Ξ_{cc}^{++} с массой 3621.4 ± 0.78 МэВ/ c^2 , состоящий из ccu -кварков. В контексте дикварковой модели эти результаты могут быть использованы для более надежного определения энергии связи тяжелого дикварка.

В настоящее время нет однозначных указаний на то, какая из описанных выше 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 уже работающих и планируемых экспериментов безусловно поможет улучшить наше понимание структуры высоковозбужденных резонансов, а также динамики сильных взаимодействий при сравнительно низких энергиях.

В **шестой главе** по результатам исследований, описанных в диссертации, проводится сравнительный анализ свойств боттомониеподобных резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ с чармониеподобными состояниями.

После наблюдения резонансов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ возник вопрос о существовании аналогичных структур в секторе чармония. Поиск аналогичных резонансов Z_c проводился в эксперименте Belle в процессах с излучением фотона в начальном состоянии, $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \psi'\pi^+\pi^-\gamma$, и в эксперименте BESIII в e^+e^- аннигиляции в конечные состояния $J/\psi\pi^+\pi^-$, $h_c\pi^+\pi^-$ и $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}\pi$ при энергии в системе центра масс 4260 МэВ, где ранее был обнаружен резонанс $Y(4260)$. В результате этих исследований в 2013 году было объявлено об обнаружении заряженных резонансов вблизи порогов рождения пар $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$.

Дальнейшее более детальное изучение соответствующих областей по энергии может пролить свет как на природу Z резонансов, так и на структуру Y -резонансов в секторе чармония. Природа резонанса $\Upsilon(10860)$ также может оказаться более сложной, чем связанная система только $b\bar{b}$ кварков. В настоящее время продолжается анализ экспериментальных данных, полученных в эксперименте Belle. Среди новых результатов можно отметить наблюдение новой резонансной структуры в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ при энергии 10.75 ГэВ [9,12], а также измерение энергетической зависимости сечений процесса $e^+e^- \rightarrow \chi_{bJ}\pi^+\pi^-\pi^0$ [11] и двухчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}^{(*)}$ в диапазоне энергий от 10.56 ГэВ до 11.02 ГэВ [13]. 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.

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, чем в системе чармония. Так, исходя из симметрии тяжелого кварка, высказано предположение, что в дополнение к уже обнаруженным состояниям Z_b с $I^G = 1^+$ могут существовать еще два (при некоторых условиях четыре) состояния с $I^G = 1^-$. Однако ввиду отрицательной

G -четности эти состояния не могут рождаться в e^+e^- аннигиляции в паре с одним пионом. Наиболее естественным тогда представляется рождение в паре с ρ -мезоном. Нужно отметить, что на энергии $\Upsilon(5S)$ рождение этих новых резонансов будет существенно подавлено кинематически даже с учетом большой ширины ρ -мезона. При энергии $\Upsilon(6S)$ кинематическое подавление меньше, но интеграл светимости, набранный в эксперименте Belle этом диапазоне энергий, почти в 30 раз меньше.

В области энергий чармония в настоящее время продолжает активно работать эксперимент BESIII на ускорительном комплексе ВЕРСИИ. Единственным экспериментом, работающим в настоящее время на e^+e^- коллайдере, которому доступна область энергий в интервале $\Upsilon(10860) - \Upsilon(11020)$ и, возможно, несколько выше, является эксперимент Belle II на ускорительно-накопительном комплексе SuperKEKB. В физической программе эксперимента Belle II предусмотрен набор дополнительной статистики на энергиях выше резонанса $\Upsilon(4S)$, однако ввиду общих задержек начала работы эксперимента на проектной светимости эти планы, к сожалению, пока не реализованы. Для увеличения энергии в системе центра масс до значений свыше 11.2 ГэВ требуется модификация линейного ускорителя комплекса SuperKEKB.

Существенный вклад в изучение физики тяжелого кваркония также вносят эксперименты на Большом адронном коллайдере: Atlas, CMS и LHCb. 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 $J^{PC} = 1^{++}$. Кроме того, в эксперименте LHCb были обнаружены первые кандидаты в пентакварковые состояния в распределении по инвариантной массе $J\psi\rho$ комбинации, а совсем недавно – первое дважды очарованное (кварковый состав $cc\bar{u}\bar{d}$) четырехкварковое состояние.

В заключении еще раз кратко сформулированы основные результаты диссертации:

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:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0)} = 1.97 \pm 0.26,$$

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0)} = 2.20 \pm 0.39,$$

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(3S)\pi^0\pi^0)} = 1.50 \pm 0.50.$$

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 $Z_b(10610)^\pm$ (в таблице обозначен как Z_b) и $Z_b(10650)^\pm$ (обозначен как Z'_b) 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} , MeV/ c^2	$10608.5 \pm 3.4_{-1.4}^{+3.7}$	$10608.1 \pm 1.2_{-0.2}^{+1.5}$	$10607.4 \pm 1.5_{-0.2}^{+0.8}$
Γ_{Z_b} , MeV	$18.5 \pm 5.3_{-2.3}^{+6.1}$	$20.8 \pm 2.5_{-2.1}^{+0.3}$	$18.7 \pm 3.4_{-1.3}^{+2.5}$
$M_{Z'_b}$, MeV/ c^2	$10656.7 \pm 5.0_{-3.1}^{+1.1}$	$10650.7 \pm 1.5_{-0.2}^{+0.5}$	$10651.2 \pm 1.0_{-0.3}^{+0.4}$
$\Gamma_{Z'_b}$, 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_b} , град.	$67 \pm 36_{-52}^{+24}$	$-10 \pm 13_{-12}^{+34}$	$-5 \pm 22_{-33}^{+15}$
$c_{Z'_b}/c_{Z_b}$	$0.40 \pm 0.12_{-0.11}^{+0.05}$	$0.53 \pm 0.07_{-0.11}^{+0.32}$	$0.69 \pm 0.09_{-0.07}^{+0.18}$

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: $M[Z_b(10610)^0] = (10609 \pm 4 \pm 4)$ 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 регистрацией π -мезона и только одного из B -мезонов, позволяющая полностью восстановить кинематику конечных частиц при существенном увеличении эффективности.
7. Впервые выполнено измерение сечений трехчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ и $e^+e^- \rightarrow B^*\bar{B}\pi$ со статистической точностью, превышающей 5σ , а на величину сечения $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}\pi$ поставлен верхний 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 $Z_b(10650) \rightarrow B^*\bar{B}^*$:

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

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

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

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

Публикации по теме диссертации

1. A. Garmash, K. Abe, K. Abe *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.
2. 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.
3. I. Adachi, H. Aihara ..., A. Garmash *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.
4. R. Mizuk, D.M. Asner, A. Bondar, ..., A. Garmash *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**, 232002.
5. A. Bondar, A. Garmash, R. Mizuk *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of Two Charged Bottomoniumlike Resonances in $\Upsilon(5S)$ Decays” // Phys. Rev. Lett. – 2012 – Vol. **108**, p. 122001.
6. P. Krokovny, A. Bondar, ..., A. Garmash *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.
7. A. Garmash, A. Bondar, A. Kuzmin *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.
8. A. Garmash, A. Abdesselam, I. Adachi *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.
9. D. Santel, K. Kinoshita, ..., A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration) “Measurements of the $\Upsilon(10860)$ and $\Upsilon(11020)$ resonances via $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-)$ ” // Phys. Rev. D – 2016 – Vol. **93**, p. 011101(R).
10. R. Mizuk, A. Bondar, ..., A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration), “Energy scan of the $e^+e^- \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2$) cross sections and evidence for $\Upsilon(11020)$ decays into charged bottomonium-like states” // Phys. Rev. Lett. – 2016 – Vol. **117**, p. 142001.

11. J. Yin, C.Z. Yuan, ..., A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\chi_{b1,2}(1P)$ and search for $e^+e^- \rightarrow \phi\chi_{b1,2}(1P)$ at $\sqrt{s} = 10.96 - 11.05$ GeV” // Phys. Rev. D – 2018 – Vol. **98**, p. 091102.
12. R. Mizuk, A. Bondar, ..., A. Garmash *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.
13. R. Mizuk, A. Bondar, ..., A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration), “Measurement of the energy dependence of the $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}, B\bar{B}^*$ and $B^*\bar{B}^*$ exclusive cross sections” // JHEP – 2021 – Vol. **2021**, p. 137.

ГАРМАШ Алексей Юрьевич

**Изучение боттомониеподобных состояний
в эксперименте Belle**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Сдано в набор 14.02.2022 г.

Подписано к печати 18.02.2022 г.

Формат 60×90/16. Объем 1.0 печ.л., 0.9 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ №1

Обработано на IBM PC и отпечатано

на ротапринте ИЯФ СО РАН,

630090, Новосибирск, пр. академика Лаврентева, 11.