

Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение  
“Государственный Научный Центр Российской Федерации  
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики”  
НИЦ “Курчатовский Институт”

На правах рукописи

Мизюк Роман Владимирович

**Кварконий и  
кваркониеподобные состояния**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

**А В Т О Р Е Ф Е Р А Т**  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва 2014 г.

Работа выполнена в ФГБУ “ГНЦ РФ ИТЭФ” НИЦ “КИ”, г. Москва

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, член-корр. РАН

**Владимир Федорович Образцов**

(зав. лаб. электрослабых процессов ГНЦ РФ ИФВЭ, г. Протвино),

доктор физ.-мат. наук, профессор

**Лидия Николаевна Смирнова**

(профессор физического факультета МГУ, г. Москва),

доктор физ.-мат. наук, профессор

**Рудольф Николаевич Фаустов**

(главный научный сотрудник ВЦ РАН, г. Москва).

Ведущая организация:

**Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН** (г. Новосибирск).

Защита диссертации состоится 23 декабря 2014 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в конференц-зале ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ и на сайте [www.iter.ru](http://www.iter.ru).

Автореферат разослан 21 ноября 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физ.-мат. наук

В. В. Васильев

## Общая характеристика работы

Диссертация посвящена изучению кваркония и кваркониеподобных состояний. В представленной работе обнаружены спин-синглетные состояния боттомония  $\eta_b(2S)$ ,  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$ , а также заметно улучшена точность в массе и впервые измерена ширина состояния  $\eta_b(1S)$ . Обнаружены заряженные боттомониеподобные состояния  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ , расположенные вблизи порогов рождения  $B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}^*$  соответственно. Показано, что свойства этих состояний согласуются с гипотезой об их молекулярной структуре. Обнаружены заряженные чармониеподобные состояния  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$  с использованием Далиц-анализа распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ , и подтверждено состояние  $Z(4430)^+$  с использованием Далиц-анализа распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ . Отметим, что все заряженные кваркониеподобные состояния имеют экзотический минимальный кварковый состав.

Представленные в диссертации исследования основаны на данных эксперимента Belle, набранных в период с 1999 по 2010 год на асимметричном  $e^+e^-$ -коллайдере КЕКВ (г. Цукуба, Япония) в области  $\Upsilon(nS)$  резонансов.

## Актуальность темы

Адронная спектроскопия является уникальной лабораторией для изучения сильного взаимодействия в непертурбативном режиме. Ожидается, что в конечном итоге моделирование на решетках позволит дать описание адронов из первых принципов. В решеточных вычислениях наблюдается быстрый прогресс, однако для многих практических вопросов, особенно связанных с возбужденными состояниями, точность остается недостаточной. Поэтому в настоящее время активно используются эффективные теории и феноменологические модели.

В кварковой модели многочастичная динамика релятивистской системы не учитывается, и адроны рассматриваются как связанные состояния конститuentных кварков. Мезоны состоят из  $q\bar{q}$  пар, барионы – из  $qqq$ . Поиск

других эффективных степеней свободы, таких как дикварк  $qq$  или валентный глюон  $g$ , продолжается в области легких адронов в течение десятилетий, однако надежно установленных экзотических состояний – тетракварков ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ), гибридных мезонов ( $q\bar{q}g$ ) или глюболов ( $gg$ ) – пока нет.

Применение кварковой модели к тяжелому кварконию с момента обнаружения  $J/\psi$  в 1974 году было особенно успешным, поскольку эта система является приближенно нерелятивистской. Довольно неожиданно оказалось, что сильно возбужденные состояния чармония и боттомония проявляют многочисленные отклонения от предсказаний кварковой модели. Начиная с 2003 года, экспериментально было обнаружено более десятка состояний, не вписывающихся в схему  $q\bar{q}$  уровней. Кризис теории вызывает высокий интерес, однако общего теоретического понимания новых результатов пока нет.

### Цель диссертации

Целью диссертации является изучение кваркония и кваркониеподобных состояний. Представленные результаты охватывают изучение области низких возбуждений, области вблизи порогов рождения открытого аромата и области сильно возбужденных состояний выше порогов.

### Научная новизна

Впервые обнаружены состояния  $\eta_b(2S)$ ,  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$ , впервые измерена ширина состояния  $\eta_b(1S)$ . Впервые обнаружены состояния  $Z_b(10610)$ ,  $Z_b(10650)$ , и дано объяснение их свойств в предположении о молекулярной структуре их волновых функций. Впервые обнаружены состояния  $Z(4050)^+$ ,  $Z(4250)^+$ , и подтверждено состояние  $Z(4430)^+$  с использованием амплитудного анализа.

### Основные положения, выносимые на защиту

1. Обнаружение  $P$ -волновых спин-синглетных состояний боттомония  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$ .
2. Обнаружение  $S$ -волнового спин-синглетного состояния боттомония  $\eta_b(2S)$ , самое точное на момент публикации измерение массы и первое измерение ширины состояния  $\eta_b(1S)$ .

3. Обнаружение заряженных боттомониеподобных состояний  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ , расположенных вблизи порогов рождения  $B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}^*$  соответственно.
4. Обнаружение заряженных чармониеподобных состояний  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$ , распадающихся на  $\chi_{c1}\pi^+$ , с использованием Далиц-анализа распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ .
5. Подтверждение заряженного чармониеподобного состояния  $Z(4430)^+$ , распадающегося на  $\psi(2S)\pi^+$ , с использованием Далиц-анализа распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ .

### Апробация работы и публикации

Основные материалы диссертации опубликованы в работах [1–19]. Материалы, представленные в диссертации, докладывались на совещаниях сотрудничества Belle, теоретических и общеинститутских семинарах ИТЭФ, сессиях-конференциях секции отделения ядерной физики РАН, многочисленных международных конференциях, в частности:

International Conference on High Energy Physics (ICHEP) 2008, 2012;  
 Europhysics Conference on High Energy Physics (EPS-HEP) 2009, 2011;  
 Les Rencontres de Physique de la Vellee d'Aoste (La Thuile) 2009, 2011, 2012;  
 Flavor Physics and CP Violation (FPCP) 2011, 2012;  
 Deep-Inelastic Scattering Workshop (DIS) 2010, 2011, 2012, 2013;  
 Internat. Workshop on  $e^+e^-$  collisions from  $\Phi$  to  $\Psi$  (PHIPSI) 2009, 2011, 2013;  
 Quark Confinement and the Hadron Spectrum (QCHS) 2008, 2012;  
 International Workshop on Charm Physics (CHARM) 2009, 2010, 2012;  
 International Workshop on Heavy Quarkonia (QWG) 2008, 2011, 2013.

Результаты измерения параметров  $h_b(1P)$  и  $\eta_b(1S)$  подтверждены в эксперименте Belle в другом процессе:  $\Upsilon(4S) \rightarrow \eta h_b(1P) \rightarrow \eta\gamma\eta_b(1S)$  [20]. Результат Далиц-анализа распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$  подтвержден в эксперименте Belle в полном четырехмерном амплитудном анализе [21] и на большей статистике в эксперименте LHCb [22].

### Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, девяти глав и заключения. Ее объем 199 страниц, включая 60 рисунков и 31 таблицу. Список цитируемой литературы содержит 260 наименований.

## Краткое содержание диссертации

**Введение** посвящено обсуждению актуальности изучения кваркония и кваркониеподобных состояний. В нем формулируется тема исследования и приводится план расположения материала.

**Глава 1** посвящена обсуждению низких возбуждений кваркония. После классификации уровней представлен обзор их экспериментального обнаружения и теоретических подходов к их описанию. Мы сравниваем предсказания пертурбативных вычислений для расщеплений и ширин с экспериментальными данными. Обсуждаются также спектральные методы.

В **Главе 2** представлены новые результаты по сильно возбужденным состояниям вблизи и выше порогов открытого аромата. Эти результаты получены за последнее десятилетие, и мы начинаем с обзора современных экспериментов. Затем последовательно обсуждаются обнаруженные состояния, внимание уделено открытым вопросам и перспективам получения ответов на них.

В **Главе 3** представлена экспериментальная установка Belle, являющаяся универсальным  $4\pi$  магнитным спектрометром, набиравшим данные на асимметричном  $e^+e^-$  коллайдере КЕКВ в области  $\Upsilon(nS)$  резонансов. Установка состояла из кремниевого микрострипового детектора, дрейфовой камеры с пятьюдесятью слоями проволок, матрицы из пороговых черенковских счетчиков, времяпролетной системы на основании сцинтилляционных счетчиков, электромагнитного калориметра, состоящего из кристаллов CsI(Tl), расположенных внутри сверхпроводящей обмотки, создающей магнитное поле с напряженностью 1.5 Т. В щелях ярма магнита были размещены RPC-камеры для регистрации  $K_L^0$  мезонов и идентификации мюонов. Установка была оснащена триггером. В главе описаны также процедуры идентификации частиц и моделирования событий методом Монте-Карло.

В **Главе 4** начинается изложение результатов, вошедших в диссертацию. Мы начинаем с работы по обнаружению  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$  в адронных переходах  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  [1]. Здесь и далее для краткости  $\Upsilon(5S)$  обозначает резонанс  $\Upsilon(10860)$ , который, наряду с  $5S_1$  состоянием  $b\bar{b}$  кварков, может содержать другие примеси, например  $B\bar{B}$  адроны. Мотивацией для поиска этих переходов послужило обнаружение в эксперименте CLEOс процесса  $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$  в области пика  $\psi(4160)$  резонанса [23]. Схожесть процессов в области чармония и боттомония наблюдалась ранее для реакций

$e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ , имеющих аномально большие сечения [24, 25]. В анализе использовались данные с интегральной светимостью  $121.4 \text{ fb}^{-1}$ , набранные экспериментом Belle в пике резонанса  $\Upsilon(5S)$ .

В отличие от чармония, где  $h_c$  восстанавливались в переходе  $h_c \rightarrow \eta_c\gamma$  с последующим восстановлением  $\eta_c$  в адронных каналах, для боттомония вероятности эксклюзивных распадов очень малы. Сигнал  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  восстанавливался инклюзивно с использованием недостающей массы  $\pi^+\pi^-$  пар:

$$M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) = \sqrt{(E_{\text{c.m.}} - E_{\pi^+\pi^-}^*)^2 - p_{\pi^+\pi^-}^{*2}}, \quad (1)$$

где  $E_{\text{c.m.}}$  – энергия сталкивающихся  $e^+e^-$  пучков в системе их центра масс (ц.м.),  $E_{\pi^+\pi^-}^*$  и  $p_{\pi^+\pi^-}^*$  – энергия и импульс  $\pi^+\pi^-$  пары в системе ц.м.

В качестве калибровочных каналов мы использовали ранее обнаруженные переходы  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ , восстановленные эксклюзивно в конечном состоянии  $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  [25]. Мы отбирали хорошо восстановленные и положительно идентифицированные треки, исходящие из точки  $e^+e^-$  взаимодействия. Распределение  $M(\mu^+\mu^-)$  относительно  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  для отобранных  $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  комбинаций показано на Рис. 1 (а). Здесь видно много

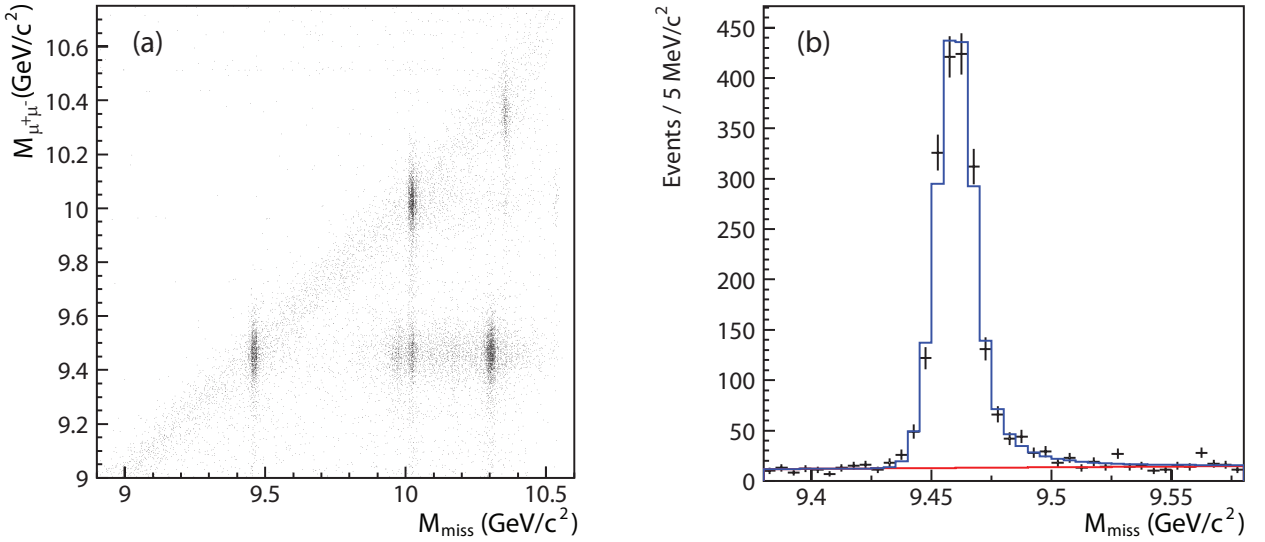


Рис. 1: (а) Распределение  $M(\mu^+\mu^-)$  относительно  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  для отобранных  $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  комбинаций. (б) Проекция диагональной полосы  $|M(\mu^+\mu^-) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)| < 150 \text{ MeV}/c^2$  на  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  в области  $\Upsilon(1S)$ .

кластеров, каждый из которых соответствует определенному двухпионному переходу между состояниями  $\Upsilon(nS)$ . Так, полностью восстановленные

распады  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  ( $n = 1, 2, 3$ ) расположены вдоль диагонали  $M(\mu^+\mu^-) = M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ ; здесь же присутствует небольшой фон от нерезонансного процесса  $ee \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  и от процесса с излучением фотонов в начальном состоянии  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma(\rightarrow e^+e^-)$ , где фотон конвертировался на веществе детектора, а  $e^+e^-$  пара была неправильно идентифицирована как  $\pi^+\pi^-$  (этот фон был значительно подавлен дополнительным требованием на угол раствора между импульсами  $\pi^+\pi^-$  в лабораторной системе  $\cos\theta_{\pi^+\pi^-} < 0.95$ ). Примерами переходов, дающих кластеры в области ниже диагонали, являются  $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$  и  $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ , где  $\Upsilon(2S)$  и  $\Upsilon(3S)$  рождаются инклюзивно в распадах  $\Upsilon(5S)$  или в процессе радиационного возврата. Соответствующие распределения по  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  имеют доплеровское уширение из-за движения материнской частицы и пикуются при  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) \sim 10.30 \text{ GeV}/c^2$  и  $9.97 \text{ GeV}/c^2$  соответственно.

Проекция диагональной полосы  $|M(\mu^+\mu^-) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)| < 150 \text{ MeV}/c^2$  на  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  в области  $\Upsilon(1S)$  показана на Рис. 1 (b). Именно это распределение, а также аналогичные распределения для  $\Upsilon(2S)$  и  $\Upsilon(3S)$ , использовались при калибровке. Сигнал был описан Crystal Ball-функцией (гауссиана с гладко пришитым степенным “хвостом”), типичное значение разрешения  $\sigma = 6 \text{ MeV}/c^2$  связано с разбросом энергий  $e^+e^-$  взаимодействия. “Хвост” с правой стороны соответствует излучению мягких фотонов в начальном состоянии и содержит  $\sim 8\%$  событий.

Для инклюзивного восстановления переходов  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)$  мы использовали стандартный отбор адронных событий, в котором применяются требования на положение общей вершины события, множественность треков и суммарные энергию и импульс события. Эти требования направлены на подавление взаимодействий с остаточным газом в вакуумной трубе, Бабар-рассеяния ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ), рождения  $\tau^+\tau^-$  и двухфотонных процессов. Адронные события в континууме, т.е.  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ( $q = u, d, s, c$ ), имеют форму двух струй, в отличие от сферически-симметричных глюонных распадов боттомония. Для разделения событий с разной формой мы использовали отношение  $R_2$  второго и нулевого моментов Фокса-Вольфрама,  $R_2 < 0.3$  [26]. Распределение по недостающей массе для  $\pi^+\pi^-$  пар в отобранных событиях показано на Рис. 2. Заметим, что сигналы едва ли различимы глазом, однако статистическая точность в каждом бине очень высокая ( $\sim 10^{-3}$ ), поэтому даже небольшое отклонение от гладкого распределения имеет высокую значимость. Гладкий фон был описан полиномом высокой степени. Для понижения степени полинома интервал фитирования  $(9.3, 10.45) \text{ GeV}/c^2$  был



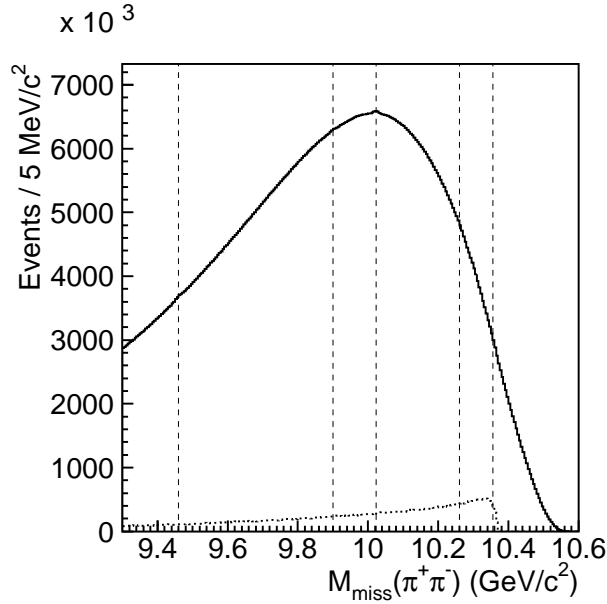


Рис. 2: Распределение по недостающей массе отобранных  $\pi^+\pi^-$  пар (сплошная гистограмма) и вклад процесса  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , умноженный на 10, чтобы сделать его различимым (пунктирная гистограмма). Вертикальные линии показывают ожидаемые положения сигналов (слева направо)  $\Upsilon(1S)$ ,  $h_b(1P)$ ,  $\Upsilon(2S)$ ,  $h_b(2P)$  и  $\Upsilon(3S)$ .

разделен на три части с границами при 9.8 и 10.1  $\text{GeV}/c^2$ , которые фитировались независимо; в первых двух использовались полиномы шестой степени, в третьей – седьмой. Оказалось, что вклад распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  имеет форму ступеньки (см. Рис. 2). Мы нашли этот вклад фитированием  $M(\pi^+\pi^-)$  спектров в бинах по  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  и вычли. Результат фитирования распределения по  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  после вычитания комбинаторного фона и вклада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  показан на Рис. 3. Кроме значительного количества пиков, уже наблюдавшихся при восстановлении  $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  комбинаций, видны сигналы рождения  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$ , их выход составил  $(50.0 \pm 7.8_{-9.1}^{+4.5}) \times 10^3$  и  $(84.0 \pm 6.8_{-10.}^{+23.}) \times 10^3$  соответственно. Здесь и далее первая ошибка статистическая, вторая – систематическая.

Для изучения систематической ошибки мы увеличивали степень полинома, варьировали диапазоны фитирования, учитывали неопределенность в форме сигнала, изменяли критерии отбора. Отклонения измеренных масс  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  и  $\Upsilon(3S)$  от табличных значений [28] при инклюзивном восстановлении несколько больше чем при эксклюзивном и составляют приблизительно  $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$ . Этот разброс статистически не очень значим и, возможно, связан с локальными изменениями формы фона, которые плохо описываются полиномом. Для учета этого источника неопределенности

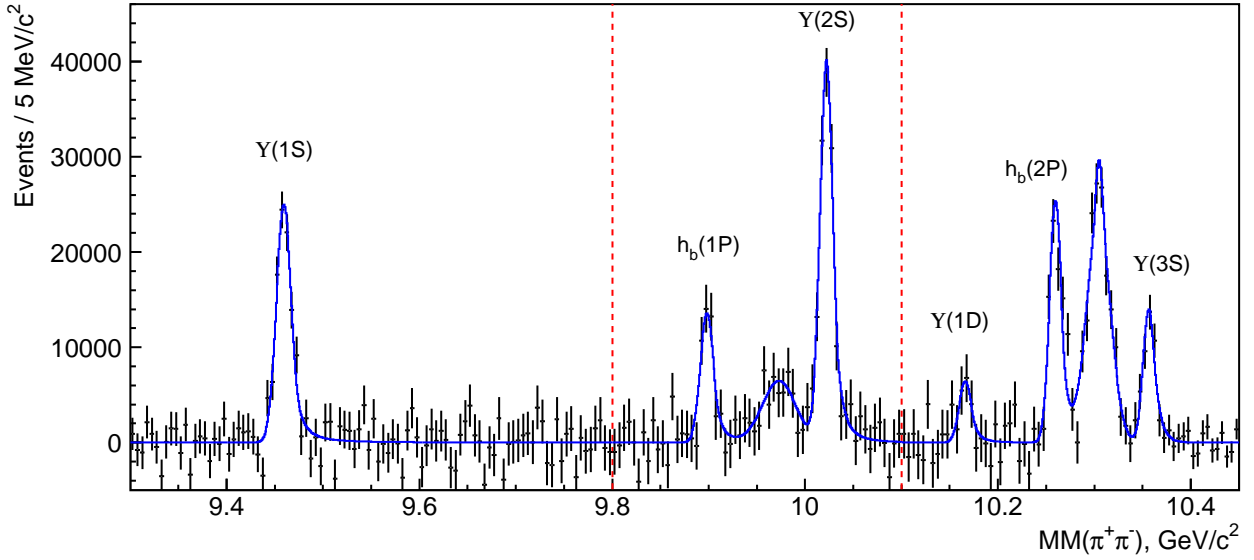


Рис. 3: Спектр  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  после вычитания комбинаторного фона и вклада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (точки с ошибками) и сигнальная компонента фитирующей функции (сплошная гистограмма). Вертикальные прерывистые линии показывают границы областей фитирования.

во все измерения массы введена дополнительная систематическая ошибка  $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$ , которая является доминирующей. Значимости сигналов  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$  с учетом систематической погрешности составили  $5.5\sigma$  и  $11.2\sigma$  соответственно.

Измеренные значения масс составили:

$$M_{h_b(1P)} = (9898.2^{+1.1+1.0}_{-1.0-1.1}) \text{ MeV}/c^2, \quad (2)$$

$$M_{h_b(2P)} = (10259.8 \pm 0.6^{+1.4}_{-1.0}) \text{ MeV}/c^2. \quad (3)$$

Сверхтонкие расщепления  $\Delta M_{\text{HF}}(nP) \equiv \langle M_{\chi_{bJ}(nP)} \rangle - M_{h_b(nP)}$  с использованием табличных значений для  $m_{\chi_{bJ}}$  [28] составили  $\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+1.7 \pm 1.5) \text{ MeV}/c^2$  и  $\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5^{+1.6}_{-1.2}) \text{ MeV}/c^2$ , здесь статистическая и систематическая погрешности сложены квадратично. Значения согласуются с нулем, как предсказывают вычисления в пертурбативной КХД [29, 30]. Этот результат показывает, что обмен мягкими глюонами не дает заметного вклада в спин-спиновое взаимодействие в  $P$ -волновых мультиплетах [31]. Такое заключение подтверждается прямыми решеточными вычислениями [32].

Были измерены отношения сечений

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.45 \pm 0.08^{+0.07}_{-0.12}, \quad (4)$$

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.77 \pm 0.08^{+0.22}_{-0.17}. \quad (5)$$

При оценке эффективности восстановления мы использовали результаты изучения резонансной структуры в этих переходах [4]. Эффективность требования  $R_2 < 0.3$  была определена из данных.

Заметим, что в переходах  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  происходит переворот спина  $b$  кварка, поэтому они должны быть подавлены как  $(\Lambda_{\text{QCD}}/m_b)^2$  по сравнению с переходами  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ , где спин  $b$  кварка сохраняется. Отсутствие подавления свидетельствует об экзотическом механизме переходов в  $h_b(nP)$ .

Полученные результаты по  $h_b(nP)$  положили основание для целого ряда дальнейших исследований, в частности, вошедшего в диссертацию изучения состояний  $\eta_b(nS)$  и  $Z_b$ . Они также вызвали интерес к адронным переходам из  $\Upsilon(4S)$ ,  $\Upsilon(5S)$  и  $\Upsilon(6S)$ , плодотворное изучение которых продолжается.

В **Главе 5** описано обнаружение радиационных переходов из  $h_b(nP)$  в  $\eta_b(mS)$ . В результате обнаружено состояние  $\eta_b(2S)$ , и впервые точно измерены параметры  $\eta_b(1S)$ . В этой главе представлено также “закрытие” ложного сигнала  $\eta_b(2S)$ , полученного группой К. Сета на основании данных эксперимента CLEO.

Ожидается, что вероятность радиационных переходов  $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$  составляет несколько десятков процентов [34], поэтому наличие больших образцов инклюзивно восстановленных  $h_b(nP)$  дает возможность изучать  $\eta_b(mS)$ . Состояние  $\eta_b(1S)$  было обнаружено в эксперименте BaBar в 2008 году [33]. Измеренное значение массы оказалось несколько ниже, чем теоретические предсказания; ширина не была измерена. Экспериментальной информации по состоянию  $\eta_b(2S)$  на момент публикации не было. В анализе использовались данные, набранные в пике резонанса  $\Upsilon(5S)$ , с интегральной светимостью  $121.4 \text{ fb}^{-1}$ , а также данные сканирования вблизи  $\Upsilon(5S)$  с интегральной светимостью  $12.0 \text{ fb}^{-1}$ . Представленные здесь результаты опубликованы в работе [2].

Искомый сигнал  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^- \rightarrow \eta_b(mS)\gamma\pi^+\pi^-$  дает кластер в двумерном распределении  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  относительно  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-\gamma)$ . Однако из-за очень высокого комбинаторного фона контролировать каче-

ство двумерного фита сложно. Поэтому мы фитировали  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  спектры в бинах по переменной  $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma) \equiv M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-\gamma) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) + m_{h_b(nP)}$ , которая, в отличие от  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-\gamma)$ , не коррелирует с  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ .

Критерии отбора адронных событий и  $\pi^+\pi^-$  пар такие же, как в анализе  $h_b(nP)$  [1]. Дополнительно применялось требование промежуточных  $Z_b$ -состояний:  $10.59 < M_{\text{miss}}(\pi) < 10.67 \text{ MeV}/c^2$ , позволившее подавить фон в 5 [1.6] раз в области  $h_b(1P)$  [ $h_b(2P)$ ] без существенных потерь сигналов. (Изучение резонансной структуры распада  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  и обнаружение состояний  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  описано в следующей главе.) При восстановлении фотонов использовались кластеры в электромагнитном калориметре, не связанные с треками, и применялось вето на  $\pi^0$  мезоны. При фитировании  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  спектров в бинах по  $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  значения масс всех пикующих компонент были зафиксированы, а полином Чебышева, описывающий фон, умножался на результат фита к полному  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  спектру, что позволило понизить степень полинома. Найденные зависимости выходов  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$  от  $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  и  $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  соответственно показаны на Рис. 4. Видны четкие сигналы  $\eta_b(1S)$  и  $\eta_b(2S)$ , отсутствие других пикующих вкладов согласуется с результатами моделирования.

Для параметризации сигнала использовалась свертка нерелятивистской функции Брейта-Вигнера и разрешения, которое было откалибровано с использованием распадов  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  и  $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ . Фон был описан экспонентой от полинома первой [второй] степени в области  $\eta_b(1S)$  [ $\eta_b(2S)$ ]. Спектры  $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  и  $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  с сигналами  $\eta_b(1S)$  фитировались одновременно. Уровень достоверности фита для области  $\eta_b(1S)$  [ $\eta_b(2S)$ ] составил 61% [36%]. Найденные из фитирования выходы сигналов составили:  $N_{1P \rightarrow 1S} = (23.5 \pm 2.0) \times 10^3$ ,  $N_{2P \rightarrow 1S} = (10.3 \pm 1.3) \times 10^3$  и  $N_{2P \rightarrow 2S} = (25.8 \pm 4.9) \times 10^3$ ; их значимости:  $15\sigma$ ,  $9\sigma$  и  $4.2\sigma$  соответственно (значимости включают систематическую ошибку, а в случае  $\eta_b(2S)$  – еще и “look-elsewhere” эффект). Измеренные массы и ширины составили:

$$m_{\eta_b(1S)} = (9402.4 \pm 1.5 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2, \quad (6)$$

$$\Gamma_{\eta_b(1S)} = (10.8^{+4.0}_{-3.7}{}^{+4.5}_{-2.0}) \text{ MeV}, \quad (7)$$

$$m_{\eta_b(2S)} = (9999.0 \pm 3.5^{+2.8}_{-1.9}) \text{ MeV}/c^2. \quad (8)$$

Получен также верхний предел  $\Gamma_{\eta_b(2S)} < 24 \text{ MeV}$  на 90% уровне достоверности.

Для оценки систематических ошибок мы варьировали интервалы фитирования и степени полинома в  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  и  $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  фитах, изменяли

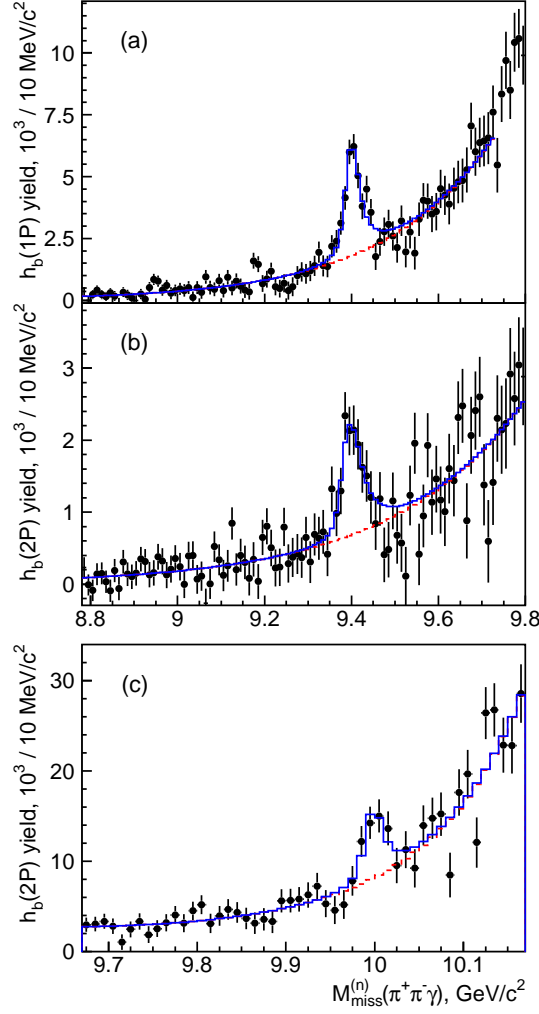


Рис. 4: Зависимости выходов  $h_b(1P)$  от  $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  (а),  $h_b(2P)$  от  $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$  в области  $\eta_b(1S)$  (b) и в области  $\eta_b(2S)$  (с). Сплошная (прерывистая) гистограмма показывает результат фитирования (фоновую компоненту фитирующей функции).

бинирование  $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ , умножали нерелятивистскую функцию Брейта-Вигнера на фактор  $E_\gamma^3$ , характерный для электрических дипольных переходов. Мы также учитывали неопределенности в калибровке и в массе  $h_b(nP)$ .

Для вероятностей переходов получены следующие значения:

$$\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (49.2 \pm 5.7_{-3.3}^{+5.6})\%, \quad (9)$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (22.3 \pm 3.8_{-3.3}^{+3.1})\%, \quad (10)$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma] = (47.5 \pm 10.5_{-7.7}^{+6.8})\%. \quad (11)$$

Эффективность восстановления фотона была найдена из моделирования, эффективности требования на форму события и  $\pi^0$  вето – из данных.

Измерения  $m_{\eta_b(2S)}$  и  $\Gamma_{\eta_b(1S)}$  выполнены впервые; измерение  $m_{\eta_b(1S)}$  яв-

ляется более точным, чем мировое среднее 2012 года [28], и находится на  $(11.4 \pm 3.6) \text{ MeV}/c^2$  выше центрального значения. В мае 2014 года эксперимент Belle сообщил предварительные результаты измерения параметров  $\eta_b(1S)$  в канале  $\Upsilon(4S) \rightarrow \eta h_b(1P) [\rightarrow \gamma \eta_b(1S)]$  [20]. Найденные значения  $m_{\eta_b(1S)} = (9405.3 \pm 1.3 \pm 3.0) \text{ MeV}/c^2$ ,  $\Gamma_{\eta_b(1S)} = (11^{+8}_{-6} \pm 3) \text{ MeV}$  и  $\mathcal{B}(h_b(1P) \rightarrow \gamma \eta_b(1S)) = (52 \pm 11 \pm 4)\%$  подтвердили представленные здесь результаты. Предыдущие измерения  $m_{\eta_b(1S)}$  [28] были выполнены в подавленных  $M1$  переходах  $\Upsilon(2S, 3S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ , которые могут содержать неучтенные форм-факторы.

Сверхтонкие расщепления  $\Delta M_{\text{HF}}(nS) \equiv m_{\Upsilon(nS)} - m_{\eta_b(nS)}$  составили:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (57.9 \pm 2.3) \text{ MeV}/c^2 \quad (12)$$

$$\Delta M_{\text{HF}}(2S) = (24.3^{+4.0}_{-4.5}) \text{ MeV}/c^2, \quad (13)$$

их отношение равно  $0.420^{+0.071}_{-0.079}$ . Здесь статистическая и систематическая погрешности сложены квадратично. Графическое сравнение измеренных значений с теоретическими предсказаниями показано на Рис. 5, взятом из работы [35]. Большинство решеточных вычислений находится в согласии с результатом Belle, включая самое последнее вычисление, не показанное на Рис. 5, которое дает  $\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (62.8 \pm 6.7) \text{ MeV}$  и  $\Delta M_{\text{HF}}(2S)/\Delta M_{\text{HF}}(1S) = 0.425 \pm 0.025$  [36]. В этом вычислении учтены зависящие от спина релятивистские поправки до порядка  $O(v^6)$ , радиационные поправки к лидирующему спин-магнитному взаимодействию, непertурбативные четырехкварковые взаимодействия и эффект поляризации морских  $u$ ,  $d$ ,  $s$  и  $c$  кварков. Наблюдается также согласие с предсказанием модельно-независимого массового соотношения и значительного количества потенциальных моделей. Измеренное значение ширины  $\eta_b(1S)$  также согласуется с теоретическими ожиданиями, находящимися в диапазоне от 4 до 20 MeV [37, 38, 39]. Вероятности радиационных переходов из  $h_b(nP)$  несколько выше, чем предсказания модели [34].

Было выполнено уточнение масс  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$ , связанное с подавлением фона требованием промежуточных  $Z_b$  и увеличением статистики на 10%:  $m_{h_b(1P)} = (9899.1 \pm 0.4 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$ ,  $m_{h_b(2P)} = (10259.8 \pm 0.5 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$ . Новые значения сверхтонких расщеплений в  $P$ -мультиплетах составили:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+0.8 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2, \quad (14)$$

$$\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2. \quad (15)$$

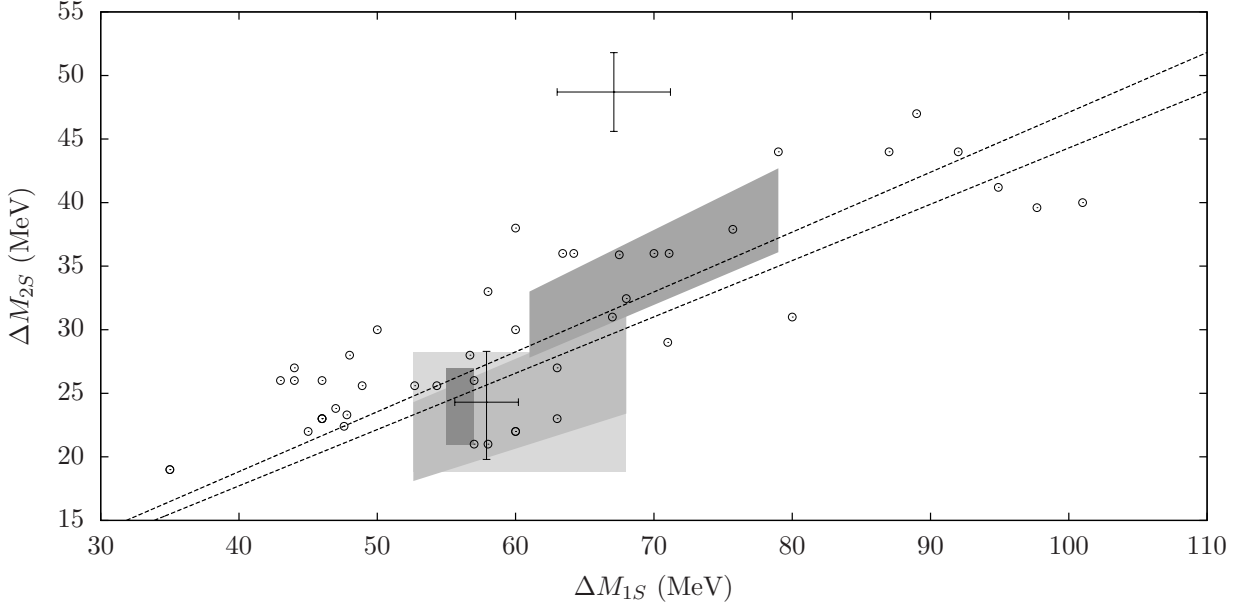


Рис. 5: Экспериментальные данные и теоретические предсказания для сверхтонких расщеплений  $1S$  и  $2S$  состояний боттомония. Измерения эксперимента Belle [2] и группы К. Сета [40] показаны точками с ошибками. Предсказания различных решеточных вычислений показаны затемненными четырехугольниками, пертурбативные оценки отношения расщеплений – прерывистыми линиями, результаты потенциальных моделей – кружочками.

В 2012 году группа К. Сета из университета North Western, США сообщила об обнаружении нового состояния  $X_{b\bar{b}}$  в радиационном переходе  $\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma$  [40] с использованием образца данных эксперимента CLEO III, содержащего  $9.3 \times 10^6$  распадов  $\Upsilon(2S)$ . Состояние  $X_{b\bar{b}}$  восстанавливалось эксклюзивно по 26 адронным конечным состояниям:

$$\begin{aligned}
& 2(\pi^+\pi^-), 3(\pi^+\pi^-), 4(\pi^+\pi^-), 5(\pi^+\pi^-), \\
& K^+K^-\pi^+\pi^-, K^+K^-2(\pi^+\pi^-), K^+K^-3(\pi^+\pi^-), K^+K^-4(\pi^+\pi^-), \\
& 2(K^+K^-), 2(K^+K^-)\pi^+\pi^-, 2(K^+K^-\pi^+\pi^-), 2(K^+K^-)3(\pi^+\pi^-), \\
& \pi^+\pi^-p\bar{p}, 2(\pi^+\pi^-)p\bar{p}, 3(\pi^+\pi^-)p\bar{p}, 4(\pi^+\pi^-)p\bar{p}, \\
& \pi^+\pi^-K^+K^-p\bar{p}, 2(\pi^+\pi^-)K^+K^-p\bar{p}, 3(\pi^+\pi^-)K^+K^-p\bar{p}, \\
& K_S^0K^\pm\pi^\mp, K_S^0K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-, K_S^0K^\pm\pi^\mp 2(\pi^+\pi^-), K_S^0K^\pm\pi^\mp 3(\pi^+\pi^-), \\
& 2K_S^0(\pi^+\pi^-), 2K_S^0 2(\pi^+\pi^-) \text{ и } 2K_S^0 3(\pi^+\pi^-).
\end{aligned}$$

Значимость сигнала была оценена как  $4.4\sigma$ , измеренная масса составила  $(9974.6 \pm 2.3 \pm 2.1) \text{ MeV}/c^2$ . Состояние интерпретировалось как  $\eta_b(2S)$ , при этом сверхтонкое расщепление составило  $\Delta M_{\text{HF}}(2S) = (48.6 \pm 3.1) \text{ MeV}/c^2$ . Такое значение противоречит большинству теоретических вычислений (см. Рис. 5). Разногласие с экспериментом Belle находилось на уровне  $5\sigma$ .

В последнем разделе Главы 5 представлен поиск состояния  $X_{b\bar{b}}$  в распаде  $\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma$  с использованием данных с интегральной светимостью  $24.7 \text{ fb}^{-1}$ , набранными экспериментом Belle в пике резонанса  $\Upsilon(2S)$ . Данные содержат  $(157.8 \pm 3.6) \times 10^6$  распадов  $\Upsilon(2S)$ , что приблизительно в 17 раз больше, чем в работе [40]. Для изучения фона от событий  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  в континууме использовались данные с интегральной светимостью  $89.5 \text{ fb}^{-1}$ , набранные на 60 MeV ниже резонанса  $\Upsilon(4S)$ . Представленные здесь результаты опубликованы в работе [3].

Мы рассматривали те же 26 мод, что и в работе [40]. При восстановлении фотонов мы не использовали торцевые части калориметра, где повышен фон от ускорителя. Для подавления фона от процессов в континууме применялось требование на угол между импульсом фотона и трастом остатка события  $|\cos \theta_T| < 0.8$ . Для комбинаций адронной системы и фотона применялись требования на энергию и импульс, а также был выполнен 4C-кинематический фит. Распределение по  $\Delta M \equiv M[(b\bar{b})\gamma] - M(b\bar{b})$  показано на Рис. 6 для данных континуума и  $\Upsilon(2S)$ . Согласно моделированию, ожидаемая значимость  $X_{b\bar{b}}$  превышает  $10\sigma$ . Такого сигнала нет, наблюдается только триплет  $\chi_{bJ}(1P)$ .

Для параметризации фона использовалась сумма экспоненты и полинома первой степени. Экспонента описывает ускорительный фон и шумы, полином – излучение фотонов в конечном состоянии, а также фон от  $\pi^0$ , который начинает доминировать при  $\Delta M \geq 0.15 \text{ GeV}/c^2$ . В работе [40] использовалась только экспонента, и, следовательно, фон от излучения фотонов в конечном состоянии не учитывался. Модель фона была неполной, что, по-видимому, привело к завышению значимости  $X_{b\bar{b}}$ . Выход  $X_{b\bar{b}}$  из фита составил  $-30 \pm 19$  событий, верхний предел на произведение вероятностей:

$$\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma] \times \sum_i \mathcal{B}[X_{b\bar{b}} \rightarrow h_i] < 4.9 \times 10^{-6} \quad (16)$$

на 90% уровне достоверности, что на порядок меньше центрального значения из работы [40].

Таким образом, состояние  $X_{b\bar{b}}$  [40] надежно закрыто в эксперименте со значительно большей статистикой. Аномальное значение  $\Delta M_{\text{HF}}(2S)$  не подтвердилось, следовательно, трудностей в описании сверхтонкого расщепления на сегодняшний день не выявлено.

**Глава 6** посвящена состояниям  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ . Мы описываем их обнаружение и измерение параметров в канале  $h_b(nP)\pi^\pm$ . Представлены



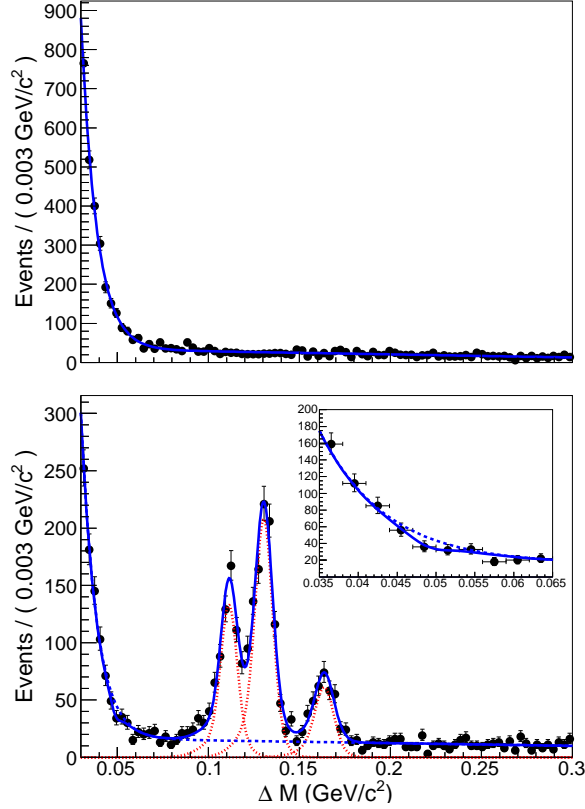


Рис. 6: Распределение по  $\Delta M$  для данных, набранных в континууме на 60 MeV ниже пика  $\Upsilon(4S)$  (сверху) и для данных  $\Upsilon(2S)$  (снизу). Точки с ошибками – данные; синяя сплошная линия – результат фитирования, прерывистая – фоновая компонента в фите (сверху совпадает с полным фитом); (внизу) красные пунктирные линии показывают вклад  $\chi_{bJ}(1P)$ , вкладка показывает область  $X_{bb}$ .

также результаты их феноменологического изучения.

Как описано в Главе 4, измерения Belle показали, что процесс  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ , требующий переворота спина тяжелого кварка, не подавлен по сравнению с сохраняющим спин процессом  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  [1]. Для дальнейшего изучения этого аномального явления был выполнен анализ резонансной структуры в переходах  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  ( $n = 1, 2$ ) и  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  ( $n = 1, 2, 3$ ). Использовались данные эксперимента Belle, набранные в пике резонанса  $\Upsilon(5S)$ , с интегральной светимостью  $121.4 \text{ fb}^{-1}$ . Эти результаты опубликованы в работе [4].

Для изучения резонансной структуры распадов  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  ( $m = 1, 2$ ) мы измеряли их выход в зависимости от инвариантной массы  $h_b(1P)\pi^\pm$ . Распады восстанавливались инклюзивно с использованием недостающей массы  $\pi^+\pi^-$  пар. Мы фитировали спектры  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  в бинах по

инвариантной массе  $h_b(nP)\pi^\pm$ , определенной как недостающая масса ко второму пиону в событии,  $M_{\text{miss}}(\pi^\mp)$ . Мы складывали спектры  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  для одинаковых бинов по  $M_{\text{miss}}(\pi^+)$  и  $M_{\text{miss}}(\pi^-)$  и рассматривали только часть диапазона  $M_{\text{miss}}(\pi)$ , что позволило избежать двойного счета (см. Рис. 7).

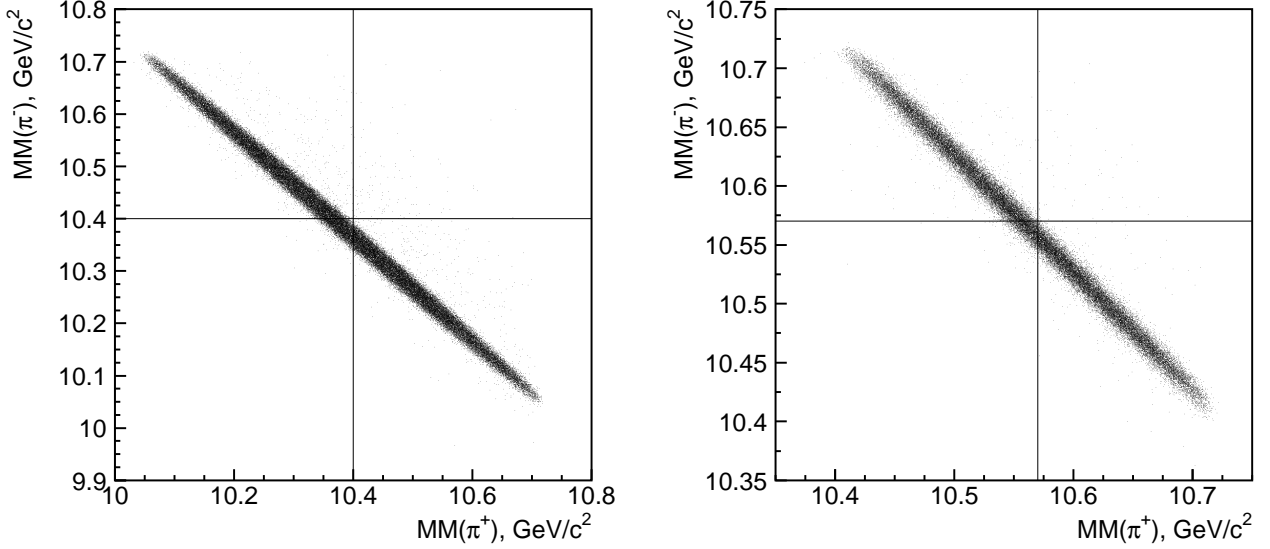


Рис. 7: Распределение  $M_{\text{miss}}(\pi^-)$  относительно  $M_{\text{miss}}(\pi^+)$  для моделирования сигнальных событий  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$  (слева) и  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-$  (справа).

Отбор событий и процедура фитирования распределений по  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  такие же, как описано в Главе 4 [1]. Мы рассматривали все хорошо восстановленные и положительно идентифицированные  $\pi^+\pi^-$  пары в адронных событиях. Фон от процесса  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ( $q = u, d, s$ ) в континууме подавлен требованием на отношение второго и нулевого моментов Фокса-Вольфрама  $R_2 < 0.3$  [26]. Фитирующая функция является суммой пикующих компонент, связанных с двухпионными переходами, и комбинаторного фона. Положения всех пикующих компонент зафиксированы в соответствии с результатами работы [1]. В случае  $h_b(1P)$  пикующие компоненты – это сигналы переходов  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)$  и  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)$ , а также отражение от перехода  $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ , где  $\Upsilon(3S)$  рождается инклюзивно или через излучение фотонов в начальном состоянии. Поскольку отражение  $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)$  имеет большую ширину и плохо определяется из фита, мы измерили его нормировку по отношению к сигналу  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)$  в эксклюзивных  $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  данных для каждого  $M_{\text{miss}}(\pi^+)$  бина.

В случае  $h_b(2P)$  мы использовали меньший интервал фитирования, чем в работе [1],  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) < 10.34 \text{ GeV}/c^2$ . Это позволило исключить область

отражения от распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Пикующиеся компоненты здесь – это сигнал  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P)$  и отражение  $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ . Мы вводили ограничение на выход отражения  $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$  в каждой  $M_{\text{miss}}(\pi^+)$  бине, используя эксклюзивные  $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  данные, отнормированные к полному выходу отражения в инклюзивных данных.

Комбинаторный фон был параметризован полиномом Чебышева. Мы использовали степени от 6 до 10 для  $h_b(1P)$  [степень монотонно уменьшалась с  $M_{\text{miss}}(\pi^+)$ ] и от 6 до 8 для  $h_b(2P)$ .

Результаты для выхода распадов  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  ( $n = 1, 2$ ) в зависимости от  $M_{\text{miss}}(\pi)$  показаны на Рис. 8. Распределение для  $h_b(1P)$  имеет

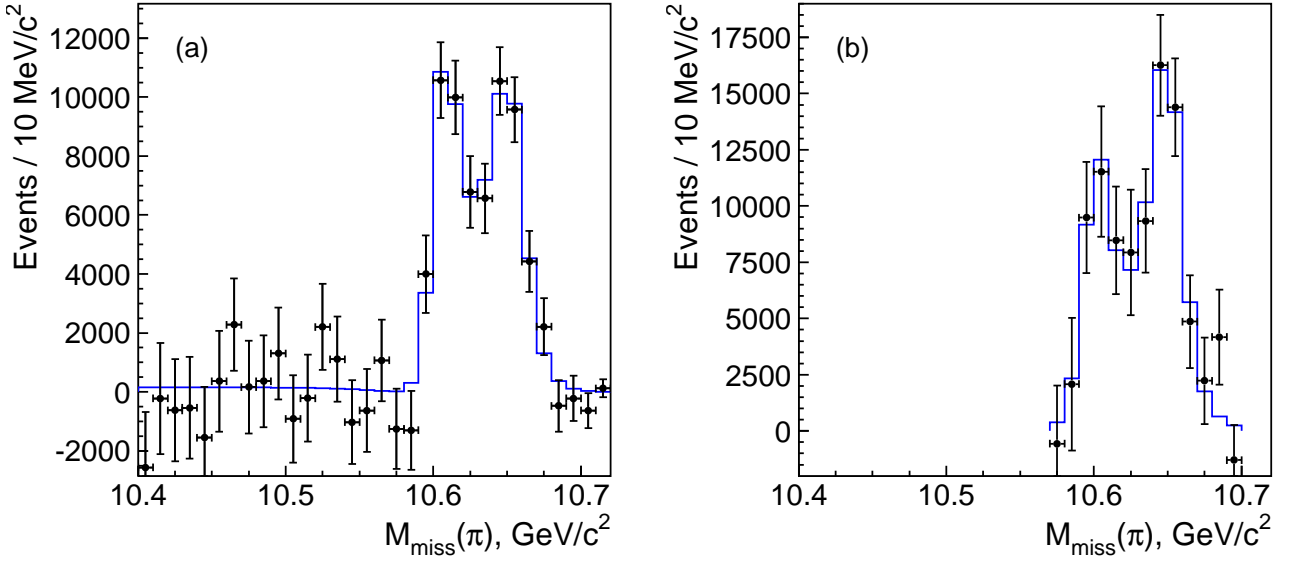


Рис. 8: Выход (a)  $h_b(1P)$  и (b)  $h_b(2P)$  в зависимости от  $M_{\text{miss}}(\pi^+)$  (точки с ошибками) и результат фитирования (гистограмма).

четкую двухпиковую структуру, распределение для  $h_b(2P)$  имеет схожую форму, хотя фазовый объем здесь заметно меньше. Мы интерпретируем обнаруженные пики как сигналы новых состояний, получивших названия  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ .

Для фитирования распределений по  $M_{\text{miss}}(\pi)$  мы использовали выражение

$$|BW_1(s, M_1, \Gamma_1) + ae^{i\phi}BW_1(s, M_2, \Gamma_2) + be^{i\psi}|^2 \frac{qp}{\sqrt{s}}. \quad (17)$$

Здесь  $\sqrt{s} \equiv M_{\text{miss}}(\pi)$ ; параметры  $M_k, \Gamma_k$  ( $k = 1, 2$ ),  $a, \phi, b$  и  $\psi$  являются свободными;  $\frac{qp}{\sqrt{s}}$  – фактор фазового объема,  $p$  [ $q$ ] – импульс пиона, рожденного в распаде  $\Upsilon(5S)$  [ $Z_b$ ], измеренный в системе покоя материнской частицы. Использовалось следующее выражение для  $P$ -волновой ам-

плитуды Брейта-Вигнера:  $BW_1(s, M, \Gamma) = \frac{\sqrt{M\Gamma}F(q/q_0)}{M^2 - s - iM\Gamma}$ . Здесь  $F$  – это  $P$ -волновой форм-фактор Блата-Вайскопфа,  $F = \sqrt{\frac{1+(q_0R)^2}{1+(qR)^2}}$  [41],  $q_0$  – импульс дочерней частицы в предположении полюсной массы ее материнской частицы,  $R = 1.6 \text{ GeV}^{-1}$  – характерный радиус адронной системы. Функция (17) была свернута с гауссианой, описывающей детекторное разрешение ( $\sigma = 5.2 \text{ MeV}/c^2$ ), проинтегрирована в пределах каждого бина и поправлена на эффективность восстановления (см. Рис. 9). Результаты фитирования

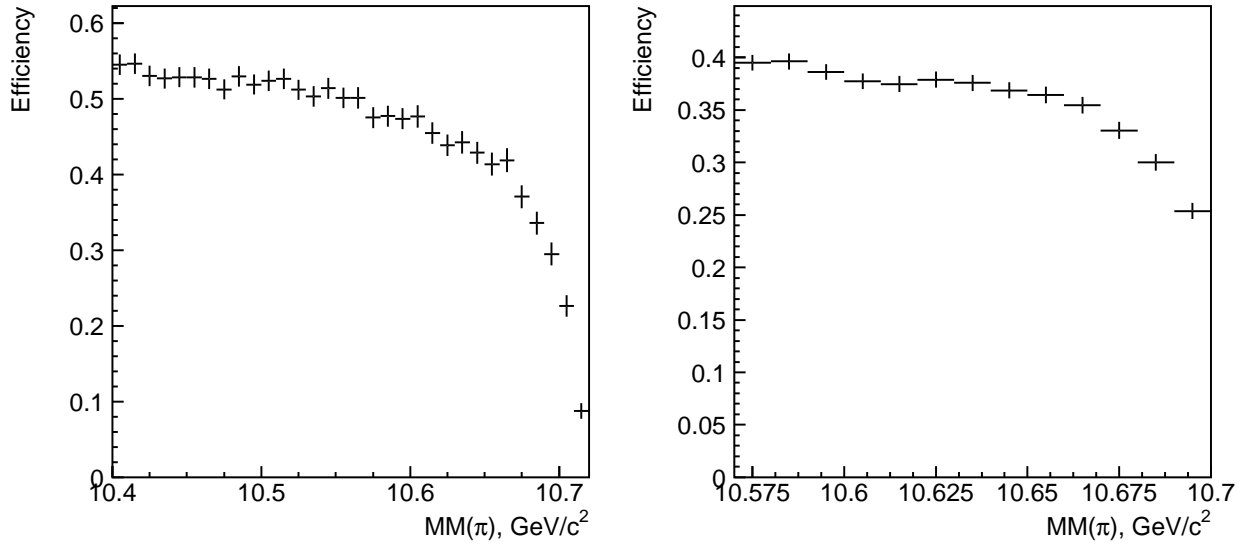


Рис. 9: Эффективность восстановления  $h_b(1P)$  (слева) и  $h_b(2P)$  (справа) в зависимости от  $M_{\text{miss}}(\pi)$ .

показаны на Рис. 8 и в Таблице 1. Найдено, что нерезонансный вклад согласуется с нулем [значимость составляет  $0.3\sigma$  как для  $h_b(1P)$ , так и для  $h_b(2P)$ ] в согласии с ожидаемым подавлением из-за переворота спина тяжелого кварка. Для улучшения стабильности фита в случае  $h_b(2P)$  нерезонансная амплитуда была зафиксирована в нуле. Уровень достоверности фита равен 81% (61%) для  $h_b(1P)$  [ $h_b(2P)$ ]. Гипотеза двух резонансов предпочтительнее гипотезы фазового объема на уровне  $18\sigma$  [ $6.7\sigma$ ] для  $h_b(1P)$  [ $h_b(2P)$ ].

Для оценки систематической погрешности мы варьировали степень полиномов при фитировании  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$  спектров; для изучения эффекта от конечного бинирования по  $M_{\text{miss}}(\pi^+)$  мы сдвигали бинирование на половину размера бина; для изучения модельной зависимости при фитировании распределения по  $M_{\text{miss}}(\pi)$  мы исключали [добавляли] нерезонансную компонен-

Таблица 1: Параметры сигналов  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ , измеренные в переходах  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  ( $n = 1, 2$ ).

Конечное состояние	$h_b(1P)\pi^+\pi^-$	$h_b(2P)\pi^+\pi^-$
$M_{Z_b(10610)}$ , MeV/ $c^2$	$10605 \pm 2_{-1}^{+3}$	$10599_{-3-4}^{+6+5}$
$\Gamma_{Z_b(10610)}$ , MeV	$11.4_{-3.9-1.2}^{+4.5+2.1}$	$13_{-8-7}^{+10+9}$
$M_{Z_b(10650)}$ , MeV/ $c^2$	$10654 \pm 3_{-2}^{+1}$	$10651_{-3-2}^{+2+3}$
$\Gamma_{Z_b(10650)}$ , MeV	$20.9_{-4.7-5.7}^{+5.4+2.1}$	$19 \pm 7_{-7}^{+11}$
Относительная нормировка	$1.39 \pm 0.37_{-0.15}^{+0.05}$	$1.6_{-0.4-0.6}^{+0.6+0.4}$
Относительная фаза, градусы	$187_{-57-12}^{+44+3}$	$181_{-105-109}^{+65+74}$

ту в случае  $h_b(1P)$  [ $h_b(2P)$ ]; для учета возможного отличия между данными и моделированием мы увеличивали ширину функции разрешения на 10%. Максимальное изменение параметров рассматривалось как систематическая погрешность. Наличие разброса  $\pm 1$  MeV/ $c^2$  в положениях  $\Upsilon(nS)$  пиков при инклюзивном измерении [1] также было включено в систематическую ошибку. Полная ошибка получена квадратичным сложением различных вкладов. Значимость  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  с учетом систематической погрешности составила  $16.0\sigma$  [ $5.6\sigma$ ] в случае  $h_b(1P)$  [ $h_b(2P)$ ].

Переходы  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  ( $n = 1, 2, 3$ ) восстанавливались эксклюзивно в канале  $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Процедура восстановления похожа на описанную в Главе 4, где эти переходы использовались для калибровки. Распределения по  $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\max} = \max[M(\Upsilon(nS)\pi^+), M(\Upsilon(nS)\pi^-)]$  и  $M(\pi^+\pi^-)$  для отобранных событий показаны на Рис. 10. Во всех конечных состояниях хорошо видны сигналы  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ . Структура вблизи  $M(\pi^+\pi^-) = 1.0$  GeV/ $c^2$  в канале  $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$  соответствует вкладу резонанса  $f_0(980)$ . В отличие от  $h_b(nP)$ , здесь наблюдается значительный нерезонансный вклад. Для извлечения параметров  $Z_b$  был выполнен двумерный амплитудный анализ. Эта часть анализа выполнена А. Ю. Гармашем (Институт ядерной физики им. Будкера, г. Новосибирск), она не вошла в диссертацию, мы кратко опишем ее для полноты.

Для амплитуды трехчастичного распада  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  использовалась следующая параметризация:

$$M = A_{Z_b(10610)} + A_{Z_b(10650)} + A_{f_0} + A_{f_2} + A_{\text{nr}}, \quad (18)$$

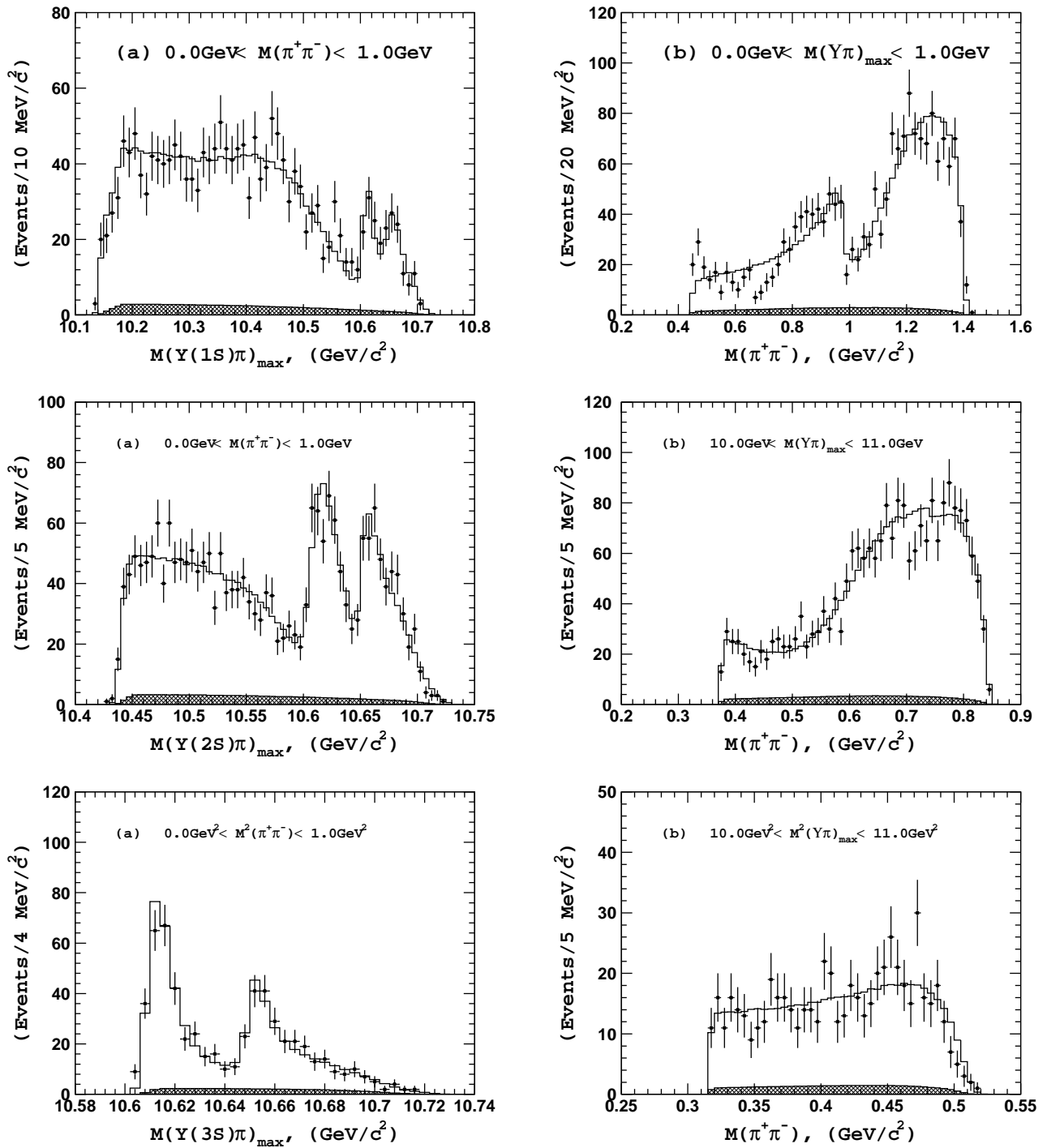


Рис. 10: Проекция диаграмм Далица на  $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\text{max}}$  (слева) и  $M(\pi^+\pi^-)$  (справа) для событий в сигнальных областях  $\Upsilon(1S)$  (сверху),  $\Upsilon(2S)$  (посередине), и  $\Upsilon(3S)$  (снизу). Точки с ошибками – данные, гистограмма – результат фитирования, закрашенная гистограмма – вклад фона.

где  $A_{Z_b(10610)}$  и  $A_{Z_b(10650)}$  – амплитуды рождения состояний  $Z_b$  в канале  $\Upsilon(nS)\pi$ ;  $A_{f_0}$  и  $A_{f_2}$  – амплитуды рождения скалярного  $f_0(980)$  и тензорного  $f_2(1270)$  состояний в канале  $\pi^+\pi^-$ ;  $A_{\text{nr}}$  – нерезонансная амплитуда. Мы предполагали, что доминируют вклады, сохраняющие ориентацию спина тяжелых кварков, поэтому *все* процессы идут в  $S$ -волне. Для описания вкладов  $Z_b$  и  $f_2(1270)$  использовалась функция Брейта-Вигнера, для  $f_0(980)$  – функция Флате. Нерезонансная амплитуда параметризовалась как  $A + B M^2(\pi^+\pi^-)$ , где  $A$  и  $B$  – комплексные коэффициенты [42]. Фон оценивался из контрольных областей по  $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ . Для учета эффективности восстановления использовался непараметрический метод, описанный в работе [43]. Результаты фитирования показаны на Рис. 10 и в Таблице 2.

Таблица 2: Параметры сигналов  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ , измеренные в переходах  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  ( $n = 1, 2, 3$ ).

Конечное состояние	$\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	$\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$
$M_{Z_b(10610)}$ , MeV/ $c^2$	$10611 \pm 4 \pm 3$	$10609 \pm 2 \pm 3$	$10608 \pm 2 \pm 3$
$\Gamma_{Z_b(10610)}$ , MeV/ $c^2$	$22.3 \pm 7.7^{+3.0}_{-4.0}$	$24.2 \pm 3.1^{+2.0}_{-3.0}$	$17.6 \pm 3.0 \pm 3.0$
$M_{Z_b(10650)}$ , MeV/ $c^2$	$10657 \pm 6 \pm 3$	$10651 \pm 2 \pm 3$	$10652 \pm 1 \pm 2$
$\Gamma_{Z_b(10650)}$ , MeV/ $c^2$	$16.3 \pm 9.8^{+6.0}_{-2.0}$	$13.3 \pm 3.3^{+4.0}_{-3.0}$	$8.4 \pm 2.0 \pm 2.0$
Отн. нормировка	$0.57 \pm 0.21^{+0.19}_{-0.04}$	$0.86 \pm 0.11^{+0.04}_{-0.10}$	$0.96 \pm 0.14^{+0.08}_{-0.05}$
Отн. фаза, градусы	$58 \pm 43^{+4}_{-9}$	$-13 \pm 13^{+17}_{-8}$	$-9 \pm 19^{+11}_{-26}$

Итак, заряженные боттомониеподобные состояния  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  обнаружены в пяти различных каналах:  $\Upsilon(nS)\pi^\pm$  ( $n = 1, 2, 3$ ) и  $h_b(mP)\pi^\pm$  ( $m = 1, 2$ ). Параметры резонансов, измеренные в различных каналах, находятся в хорошем согласии, как видно из Рис. 11. Средние по пяти каналам составляют:

$$M_{Z_b(10610)} = 10607.2 \pm 2.0 \text{ MeV}/c^2, \quad (19)$$

$$\Gamma_{Z_b(10610)} = 18.4 \pm 2.4 \text{ MeV}, \quad (20)$$

$$M_{Z_b(10650)} = 10652.2 \pm 1.5 \text{ MeV}/c^2, \quad (21)$$

$$\Gamma_{Z_b(10650)} = 11.5 \pm 2.2 \text{ MeV}, \quad (22)$$

где статистическая и систематическая ошибки сложены квадратично. Относительные нормировки  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  близки к единице для всех

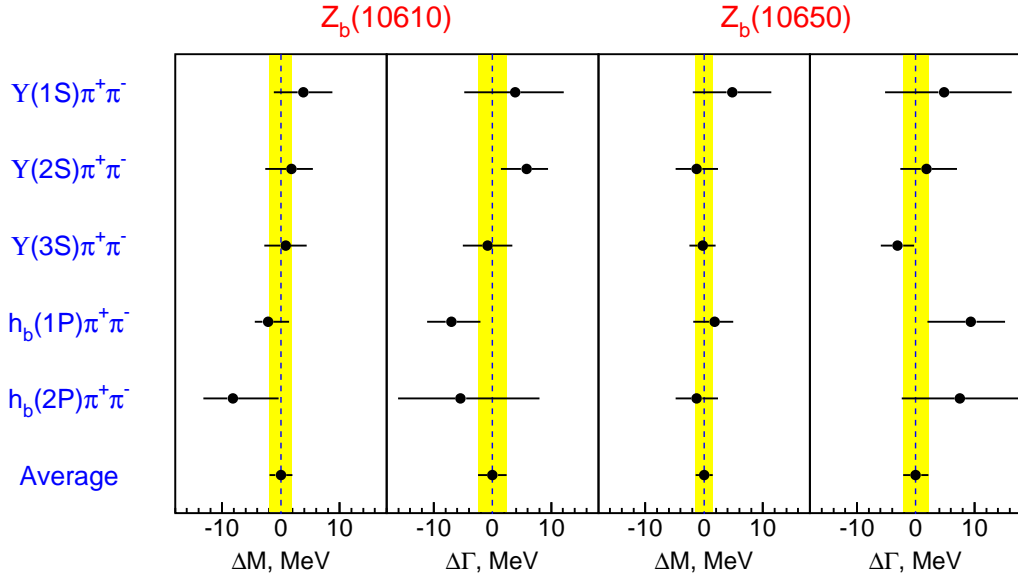


Рис. 11: Сравнение масс и ширин состояний  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ , измеренных в пяти различных каналах.

пяти каналов. Их относительные фазы совместимы с нулем для каналов  $\Upsilon(nS)\pi^\pm$  и с  $180^\circ$  для  $h_b(nP)\pi^\pm$ . Рождение состояний  $Z_b$  насыщает переходы  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$  и ответственно за их большое сечение [1]. Поскольку  $\Upsilon(5S)$  резонанс и пион имеют отрицательную  $G$ -четность, состояния  $Z_b$  имеют положительную  $G$ -четность.

Минимальный кварковый состав  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  является четырехкварковой комбинацией, а измеренные массы в пределах экспериментальных ошибок совпадают с порогами  $B\bar{B}^*$  ( $10604.6 \text{ MeV}/c^2$ ) и  $B^*\bar{B}^*$  ( $10650.2 \text{ MeV}/c^2$ ), что указывает на их молекулярную структуру. Возможные молекулярные состояния в области чармония первоначально обсуждались М. Б. Волошиным и Л. Б. Окунем в 1976 году [44].

В предположении о молекулярной структуре удастся объяснить все наблюдаемые свойства  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ , а также выяснить механизм нарушения симметрии тяжелых кварков при рождении  $h_b(nP)\pi^+\pi^-$ . Результаты этого феноменологического исследования опубликованы в работе [5].

Для краткости состояния  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  здесь мы будем обозначать как  $Z_b$  и  $Z'_b$  соответственно. Предположим, что на больших расстояниях  $r \gg \Lambda_{QCD}^{-1}$  волновая функция  $Z_b$  и  $Z'_b$  – это волновая функция мезонных пар  $B^*\bar{B} - B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}^*$  соответственно, имеющих квантовые числа  $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$ . Разложим эти волновые функции по собственным состоя-



ниям спина  $b\bar{b}$  кварков. Получаем:

$$\begin{aligned} |Z'_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 0_{\bar{b}b}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^- - 1_{\bar{b}b}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^- \right), \\ |Z_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 0_{\bar{b}b}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^- + 1_{\bar{b}b}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^- \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь  $\bar{Q}q$  – легкая компонента, состоящая из легких кварков и глюонов и являющаяся изотриплетом. Поскольку в пределе большой  $m_b$  спин  $b\bar{b}$  сохраняется, разложение (23) справедливо и на малых расстояниях  $r \sim \Lambda_{QCD}^{-1}$ , где  $B$  мезоны перекрываются.

Максимальное смешивание спиновых состояний тяжелых кварков в  $Z_b$  и  $Z'_b$ , описываемое уравнением (23), немедленно подразумевает, что эти резонансы распадаются как по каналам с орто-  $[\Upsilon(nS)]$ , так и с пара-боттомонием  $[h_b(nP)]$ , причем парциальные ширины этих распадов сравнимы. Более того, для каждого конкретного канала абсолютное значение константы связи с  $Z_b$  и с  $Z'_b$  одинаково. Знак в разложении (23) соответствует тому, что в канале  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  фаза между амплитудами  $Z_b$  и  $Z'_b$  равна нулю, а в канале  $h_b(nP)\pi^+\pi^-$  –  $180^\circ$ . Таким образом, предположение о молекулярной структуре позволяет объяснить все основные свойства  $Z_b$  и  $Z'_b$ .

Далее, если бы массы  $Z_b$  и  $Z'_b$  совпадали, то амплитуды их рождения в канале  $h_b(nP)\pi^+\pi^-$  взаимно сокращались бы из-за фазы  $180^\circ$  между амплитудами Брейта-Вигнера и одинаковых констант связи. Различие в массах  $Z_b$  и  $Z'_b$  связано с различием в массах  $B$  и  $B^*$  мезонов, которое, в свою очередь, является проявлением нарушения спиновой симметрии тяжелых кварков. Следовательно, в пределе  $m_b \rightarrow \infty$ , когда  $M_B \rightarrow M_{B^*}$ , переход  $h_b(nP)\pi^+\pi^-$  исчезает. Последнее демонстрирует механизм нарушения спиновой симметрии тяжелых кварков в этом распаде.

Дальше в Главе 6 кратко описаны новые предварительные результаты Belle по изучению состояний  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ . Во-первых, полный амплитудный анализ переходов  $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  показал, что спин-четность  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  равна  $J^P = 1^+$  [14], как и ожидалось для молекулярной структуры. Во-вторых, были обнаружены переходы  $Z_b(10610) \rightarrow B\bar{B}^*$  и  $Z_b(10650) \rightarrow B^*\bar{B}^*$ , причем их вероятности оказались на уровне 80% [16]. При этом распад  $Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^*$  оказался подавленным, несмотря на то, что фазовый объем там гораздо больше. Такая картина согласуется с гипотезой молекулярной структуры. Действительно, распад молекулы на составляющие должен доминировать, если он кинематически

разрешен. Подавленность  $Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^*$  означает, что примесь конфигурации  $B\bar{B}^*$  в волновой функции  $Z_b(10650)$  мала. Наконец, было обнаружено нейтральное состояние  $Z_b(10610)^0$  и показано, что данные не противоречат существованию нейтрального состояния  $Z_b(10650)^0$  [6].

В качестве альтернативы молекулярной структуре было предложено, что состояния  $Z_b$  состоят из цветных дикварка и антидикварка [45]. В такой модели канал  $B^{(*)}\bar{B}^*$  не является выделенным и поэтому не должен доминировать. Более того, тяжелый (легкий) тетракварк сильнее связан с каналом  $B\bar{B}^*$  ( $B^*\bar{B}^*$ ). Предсказанная картина распадов  $Z_b$  полностью противоречит эксперименту, что делает маловероятной интерпретацию  $Z_b$  как связанных состояний дикварка и антидикварка.

Вопрос построения динамической модели молекулярных состояний остается открытым. Среди предложенных механизмов перерасеяние  $B^{(*)}\bar{B}^*$  мезонов [46, 47], резонансы связанных каналов [48] и дейтроноподобная молекула, связанная обменом легкими мезонами в  $t$ -канале [49]. Эти механизмы тесно связаны между собой и соответствуют скорее количественным различиям, чем качественным. Успешная феноменологическая модель должна учитывать как перерасеяния в  $s$ -канале, так и обмен мезонами в  $t$ -канале. Предсказания формы линии  $Z_b$  и их использование для фитирования данных могли бы помочь в изучении вклада различных механизмов.

В **Главе 7** представлен амплитудный анализ диаграммы Далица распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ , в результате которого были обнаружены заряженные чармониеподобные состояния  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$ . Мотивацией для этой работы послужило обнаружение заряженного состояния  $Z(4430)^+$  в распаде  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ . Использовались данные, набранные экспериментом Belle в пике резонанса  $\Upsilon(4S)$  с интегральной светимостью  $605 \text{ fb}^{-1}$  и содержащие  $657 \times 10^6$  пар  $B\bar{B}$  мезонов. Представленные результаты опубликованы в работе [9].

Отбиралась цепочка распадов  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ ,  $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ ,  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  ( $\ell^+\ell^- = e^+e^-$  или  $\mu^+\mu^-$ ). Использовались положительно идентифицированные треки, исходящие из области взаимодействия  $e^+e^-$  пучков. Для восстановления фотонов использовались кластеры в электромагнитном калориметре без указывающих на них заряженных треков. Для распада  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  восстанавливались фотоны излучения в конечном состоянии и тормозного излучения, находящиеся в пределах  $50 \text{ mrad}$  от направлений импульсов  $e^+$  и  $e^-$ . Массовые окна вокруг сигналов  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ,  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\chi_{c1}$  и  $B$  составили  $\pm 50$ ,  $\pm 30$ ,  $\pm 30$  и  $\pm 6 \text{ MeV}/c^2$  соответственно, при этом при

вычислении массы  $B$  мезона вместо суммарной энергии дочерних частиц использовалась энергия пучка, известная более точно. Для повышения точности в измерении импульсов мы фитировали в массу  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$  и  $B$  мезоны; фитирование производилось до вычисления инвариантной массы соответствующей материнской частицы. Распределение по  $\Delta E = \sum E_i - E_{\text{beam}}$ , где  $\sum E_i$  – суммарная энергия дочерних частиц  $B$  мезона в системе ц.м.,  $E_{\text{beam}}$  – энергия пучка в системе ц.м., показано на Рис. 12. Также показан вклад кон-

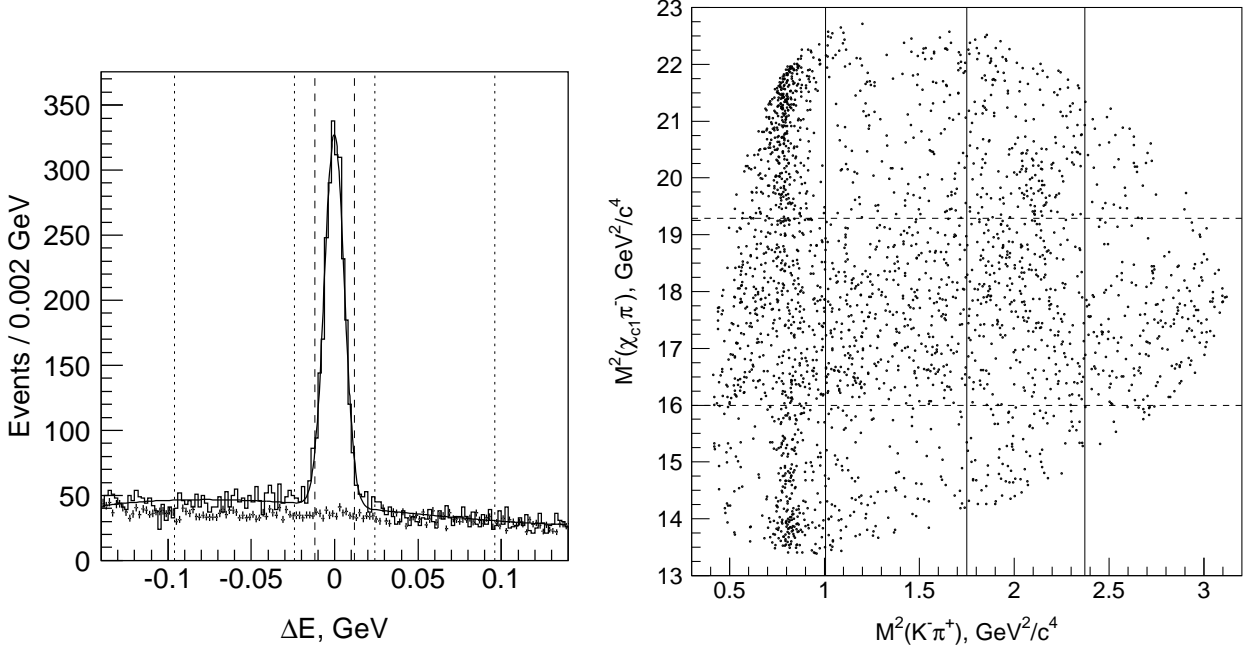


Рис. 12: (слева) Распределение по  $\Delta E$  для отобранных  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$  кандидатов (гистограмма) и для контрольной области  $\chi_{c1}$  (точки с ошибками). Вертикальные линии показывают сигнальную и контрольные области по  $\Delta E$ . (справа) Диаграмма Далица распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$  для сигнальной области по  $\Delta E$ . Сплошные [прерывистые] линии показывают границы четырех вертикальных [трех горизонтальных] частей, которые используются для представления результатов фитирования на последующих рисунках. Координаты вертикальных [горизонтальных] линий составляют  $M^2(K^-\pi^+) = 1.00 \text{ GeV}^2/c^4$ ,  $1.75 \text{ GeV}^2/c^4$  и  $2.37 \text{ GeV}^2/c^4$  [ $M^2(\chi_{c1}\pi^+) = 16.0 \text{ GeV}^2/c^4$  и  $19.3 \text{ GeV}^2/c^4$ ].

трольной области по массе  $\chi_{c1}$  кандидатов, определенной как  $140 \text{ MeV}/c^2 < |M(J/\psi\gamma) - m_{\chi_{c1}}| < 230 \text{ MeV}/c^2$ . Контрольные области  $\chi_{c1}$  описывают почти весь фон, следовательно, основным источником фона являются случайные фотоны. Выход  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$  распадов, равный  $2126 \pm 56 \pm 42$ , был найден из фитирования распределения по  $\Delta E$  с использованием гауссианы для описания сигнала и полинома второй степени для описания фона. Систематическая ошибка в выходе оценивалась варьированием интервала фитирования.

Для определения эффективности восстановления использовалось моде-

лирование с равномерным распределением по фазовому объему, взвешенное согласно результатам Далиц-анализа, описанного ниже. Эффективность составила  $(20.0 \pm 1.4)\%$ , где в неточность включены зависимость от модели фитирования диаграммы Далица; возможное различие между данными и моделированием для восстановления треков, фотонов и для идентификации; неопределенность в угловых распределениях распадов  $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$  и  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ . Ошибки из этих источников сложены квадратично. Основной вклад дает возможное различие данных и моделирования. В предположении, что  $\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) = 50\%$ , найдено:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-) = (3.83 \pm 0.10 \pm 0.39) \times 10^{-4}. \quad (24)$$

Систематическая ошибка включает ошибку в эффективности (7.2%), систематическую ошибку в выходе сигнала (2.0%), ошибку из-за варьирования критериев отбора (3.9%), ошибку из-за формы  $\Delta E$  сигнала (1.0%, мы рассматривали двойную гауссиану вместо одиночной) и неопределенность в вероятностях распадов  $\chi_{c1}$  и  $J/\psi$  (5.3% и 1.0% соответственно [50]).

Сигнальная область по  $\Delta E$  была определена как  $|\Delta E| < 12$  MeV, контрольная – как  $24 \text{ MeV} < |\Delta E| < 96$  MeV. Диаграмма Далица для сигнальной области по  $\Delta E$  показана на Рис. 12. Видны следующие структуры: вертикальные полосы при  $M^2(K^-\pi^+) \sim 0.8$  и  $2 \text{ GeV}^2/c^4$  из-за промежуточных резонансов  $K^*(892)$  и  $K^*(1430)$ ; отчетливая широкая полоса при  $M^2(\chi_{c1}\pi^+) \sim 17 \text{ GeV}^2/c^4$ , соответствующая состоянию в канале  $\chi_{c1}\pi^+$ , которое мы обозначим  $Z^+$ . Диаграммы Далица для контрольной области по  $\Delta E$  и для событий моделирования, разыгранных равномерно по фазовому объему, гладкие и не имеют структур. Наблюдается уменьшение эффективности в верхней (нижней) части диаграммы, где  $K^-$  ( $\pi^+$ ) имеют низкий импульс.

Распад  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ , в котором  $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$  и  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ , описывается шестью переменными (в предположении, что ширины  $\chi_{c1}$  и  $J/\psi$  пренебрежимо малы). В качестве этих переменных мы выбрали  $M(\chi_{c1}\pi^+)$ ,  $M(K^-\pi^+)$ , углы спиральности  $\chi_{c1}$  и  $J/\psi$  ( $\theta_{\chi_{c1}}$  и  $\theta_{J/\psi}$ ) и углы между плоскостями рождения и распада  $\chi_{c1}$  и  $J/\psi$  ( $\phi_{\chi_{c1}}$  и  $\phi_{J/\psi}$ ). Анализ распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$  был выполнен после интегрирования по угловым переменным  $\theta_{\chi_{c1}}$ ,  $\theta_{J/\psi}$ ,  $\phi_{\chi_{c1}}$  и  $\phi_{J/\psi}$ . Из моделирования найдено, что эффективность восстановления почти однородна по  $\phi_{\chi_{c1}}$  и  $\phi_{J/\psi}$ , поэтому после интегрирования по этим углам интерференционные члены между состояниями с разной спиральностью  $\chi_{c1}$ , которые содержат множители  $\sin \phi_{\chi_{c1}}$ ,  $\cos \phi_{\chi_{c1}}$ ,  $\sin 2\phi_{\chi_{c1}}$  или  $\cos 2\phi_{\chi_{c1}}$ , становятся пренебрежимо малыми. При получении выражений для амплитуды

распада мы предполагали отсутствие интерференции между состояниями с различной спиральностью  $\chi_{c1}$ , это соответствует тому, что частица  $\chi_{c1}$  является стабильной.

Был выполнен бинированный фит диаграммы Далица с максимизацией логарифма правдоподобия. Выбранное количество бинов составило  $400 \times 400$ . Использовалась фитирующая функция следующего вида:

$$F(s_x, s_y) = S(s_x, s_y) \times \varepsilon(s_x, s_y) + B(s_x, s_y), \quad (25)$$

где  $s_x \equiv M^2(K^- \pi^+)$ ,  $s_y \equiv M^2(\chi_{c1} \pi^+)$ ,  $S$  и  $B$  – плотности распределения сигнала и фона,  $\varepsilon$  – эффективность восстановления. Плотность распределения фона  $B(s_x, s_y)$  определялась из контрольной области по  $\Delta E$ . Нормировка фона была опущена в пределах соответствующей неопределенности, найденной из фитирования распределения по  $\Delta E$ . Эффективность в каждом бине  $\varepsilon(s_x, s_y)$  была найдена из моделирования. Распределения для контрольной области и для моделирования были сглажены.

Амплитуда трехчастичного распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$  была представлена как сумма амплитуд Брейта-Вигнера для различных промежуточных квазидвухчастичных состояний. Основная модель включала все известные  $K^- \pi^+$  резонансы ниже  $1900 \text{ MeV}/c^2$ :  $\kappa$ ,  $K^*(892)$ ,  $K^*(1410)$ ,  $K_0^*(1430)$ ,  $K_2^*(1430)$ ,  $K^*(1680)$ ,  $K_3^*(1780)$ , а также один экзотический  $\chi_{c1} \pi^+$  резонанс. Амплитуда распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$  через двухчастичный резонанс  $R$  ( $R$  обозначает  $K^- \pi^+$  или  $\chi_{c1} \pi^+$  резонанс) и  $\chi_{c1}$  мезон со спиральностью  $\lambda$  выражалась как:

$$F_B^{(L_B)} \cdot \frac{1}{M_R^2 - s_R - iM_R \Gamma(s_R)} \cdot F_R^{(L_R)} \cdot T_\lambda \cdot \left( \frac{p_B}{m_B} \right)^{L_B} \cdot \left( \frac{p_R}{\sqrt{s_R}} \right)^{L_R}. \quad (26)$$

Здесь  $F_B^{(L_B)}$  и  $F_R^{(L_R)}$  – формфакторы Блата-Вайскопфа распада  $\bar{B}^0$  мезона и  $R$  резонанса (верхний индекс означает орбитальный момент распада);  $M_R$  – масса резонанса,  $s_R$  – квадрат четырехимпульса и  $\Gamma(s_R)$  – зависящая от энергии ширина;  $T_\lambda$  – зависящая от углов часть амплитуды;  $\left( \frac{p_B}{m_B} \right)^{L_B} \cdot \left( \frac{p_R}{\sqrt{s_R}} \right)^{L_R}$  – множители, связанные с импульсной зависимостью волновой функции,  $p_B$  ( $p_R$ ) – импульс дочерней частицы  $\bar{B}^0$  мезона ( $R$  резонанса) в системе покоя  $B$  ( $R$ ); и  $m_B$  – масса  $\bar{B}^0$  мезона. Для  $K^*$  резонансов с ненулевым спином орбитальный момент в распаде  $B$  мезона  $L_B$  может принимать несколько значений. Мы выбрали самое низкое значение  $L_B$  в качестве основного и включили другие возможности в систематическую ошибку. Для зависящей

от энергии ширины использовалось выражение:

$$\Gamma(s_R) = \Gamma_0 \cdot (p_R/p_{R0})^{2L_R+1} \cdot (m_R/\sqrt{s_R}) \cdot F_R^2. \quad (27)$$

Функция  $T_\lambda$  была получена с использованием формализма спиральности. В частности, для распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} K^*(\rightarrow K^- \pi^+)$  найдено:

$$T_\lambda = d_{\lambda 0}^J(\theta_{K^*}), \quad (28)$$

где  $J$  – спин  $K^*$  резонанса;  $\theta_{K^*}$  – угол спиральности в распаде  $K^*$ . Мы учитывали, что в распадах  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} K^*(\rightarrow K^- \pi^+)$  и  $\bar{B}^0 \rightarrow Z^+(\rightarrow \chi_{c1} \pi^+) K^-$  материнские частицы  $\chi_{c1}$  мезона разные, поэтому соответствующие спиральности определены относительно разных осей. Детекторное разрешение  $\sigma \sim 2 \text{ MeV}/c^2$  пренебрежимо мало по сравнению с шириной любого из рассмотренных резонансов.

Проекция диаграммы Далица с наложенными результатами фитирования показаны на Рис. 13. Вклад  $Z^+$  лучше всего виден на проекции второй вертикальной части. Найденные из фитирования масса и ширина состояния

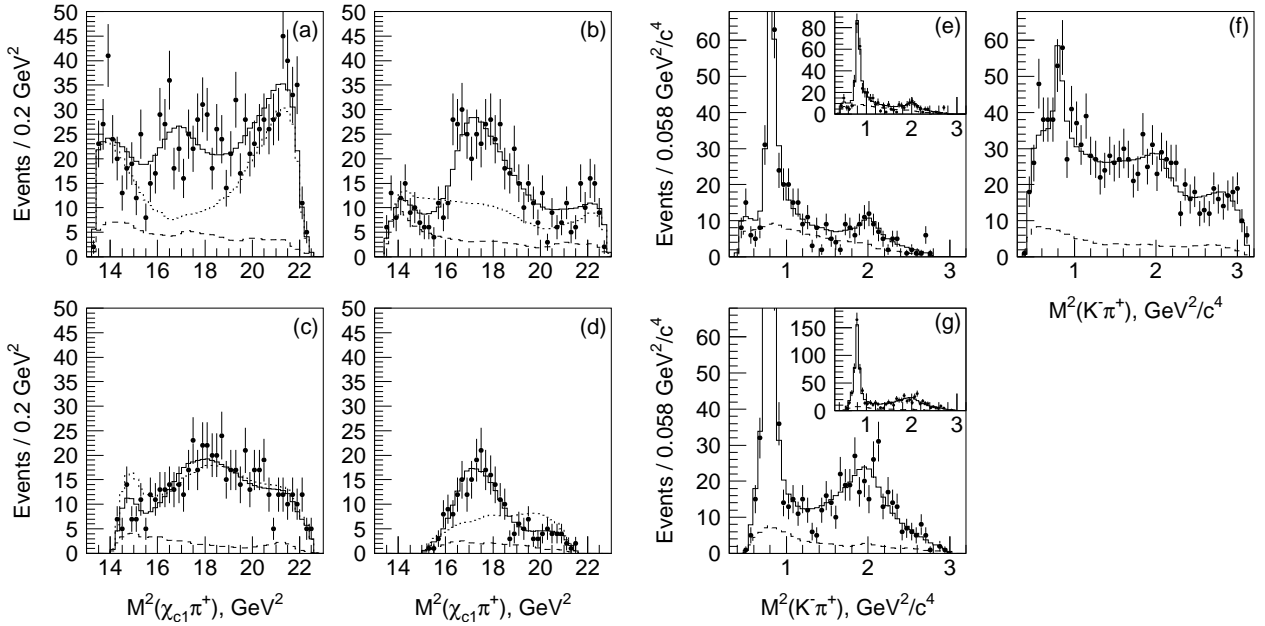


Рис. 13: Результат фитирования диаграммы Далица распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$  в модели с одним  $Z^+$ -резонансом. Показаны проекции частей, определенных на Рис. 12: (a)-(d) соответствуют вертикальным частям слева направо, (e)-(g) соответствуют горизонтальным частям снизу вверх. Точки с ошибками – данные, сплошная гистограмма – результат фитирования, прерывистая гистограмма – вклад фона, штрих-пунктирная гистограмма на (a)-(d) – сумма всех компонент фита, кроме  $Z^+$ .

$Z^+$  равны:  $M = (4150_{-16}^{+31}) \text{ MeV}/c^2$  и  $\Gamma = (352_{-43}^{+99}) \text{ MeV}$ ; доля в фите, определенная как интеграл вклада  $Z^+$  по всей диаграмме Далица, деленный на интеграл сигнальной функции:  $\frac{\int |A_z|^2 ds_x ds_y}{\int S ds_x ds_y}$ , равна  $f = (33.1_{-5.8}^{+8.7})\%$ .

Для определения статистической ошибки в  $f$  мы разыгрывали псевдоэксперименты с таким же количеством событий, как в данных, и с плотностью вероятности, соответствующей результату фитирования данных. Псевдоэксперименты фитировались, и для каждого находилось значение  $f$ . Среднеквадратичное отклонение  $f$  от значения в данных рассматривалось как соответствующая статистическая ошибка.

Значимость  $Z^+$  находилась по разности двойных логарифмов правдоподобия  $2 \log \mathcal{L}$  нулевой гипотезы и гипотезы с  $Z^+$  с учетом отличия в количестве степеней свободы. Значимость составила  $10.7 \sigma$ . Доли в фите и значимости для всех резонансов показаны в Таблице 3.

Таблица 3: Результаты фитирования диаграммы Далица распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$ .

Вклад	Один $Z^+$		Два $Z^+$	
	Доля в фите	Значимость	Доля в фите	Значимость
$Z_{(1)}^+$	$(33.1_{-5.8}^{+8.7})\%$	$10.7 \sigma$	$(8.0_{-2.2}^{+3.8})\%$	$5.7 \sigma$
$Z_2^+$	–	–	$(10.4_{-2.3}^{+6.1})\%$	$5.7 \sigma$
$\kappa$	$(1.9 \pm 1.8)\%$	$2.1 \sigma$	$(3.6 \pm 2.6)\%$	$3.5 \sigma$
$K^*(892)$	$(28.5 \pm 2.1)\%$	$10.6 \sigma$	$(30.1 \pm 2.3)\%$	$9.8 \sigma$
$K^*(1410)$	$(3.6 \pm 4.4)\%$	$1.3 \sigma$	$(4.4 \pm 4.3)\%$	$2.0 \sigma$
$K_0^*(1430)$	$(22.4 \pm 5.8)\%$	$3.4 \sigma$	$(18.6 \pm 5.0)\%$	$4.5 \sigma$
$K_2^*(1430)$	$(8.4 \pm 2.7)\%$	$5.2 \sigma$	$(6.1 \pm 2.9)\%$	$5.4 \sigma$
$K^*(1680)$	$(5.2 \pm 3.7)\%$	$2.2 \sigma$	$(4.4 \pm 3.1)\%$	$2.4 \sigma$
$K_3^*(1780)$	$(7.4 \pm 3.0)\%$	$3.6 \sigma$	$(7.2 \pm 2.9)\%$	$3.8 \sigma$

Для изучения модельной неопределенности мы поочередно исключали из модели каждый резонанс со значимостью меньше  $5 \sigma$ , добавляли нерезонансный вклад, отпускали ограничения на параметры состояния  $\kappa$ , использовали параметризацию эксперимента LASS для  $S$ -волновой амплитуды системы  $K\pi$  [51], добавляли новый  $K\pi$ -резонанс с  $J = 1$  или  $2$  и свободными параметрами. Минимальная значимость  $Z^+$  составила  $6.2 \sigma$ .

В описанных фитах предполагалось, что спин состояния  $Z^+$  равен единице. Гипотеза  $J = 1$  не дает заметного улучшения в описании данных.

Следовательно, двумерный фит имеет низкую чувствительность к квантовым числам состояния  $Z^+$ .

Для оценки уровня достоверности фита мы объединяли бины до тех пор, пока ожидаемое количество событий в бине не достигало шестнадцати. Уровень достоверности фита в модели с одним  $Z^+$  составил 0.5%, что указывает на не очень хорошее описание данных. Действительно, на проекциях диаграммы Далица видно, что структура в канале  $M(\chi_{c1}\pi^+)$  имеет двухпиковую форму. Соответственно, в модель был добавлен второй  $Z^+$ -резонанс, соответствующие результаты фитирования показаны на Рис. 14. Уровень до-

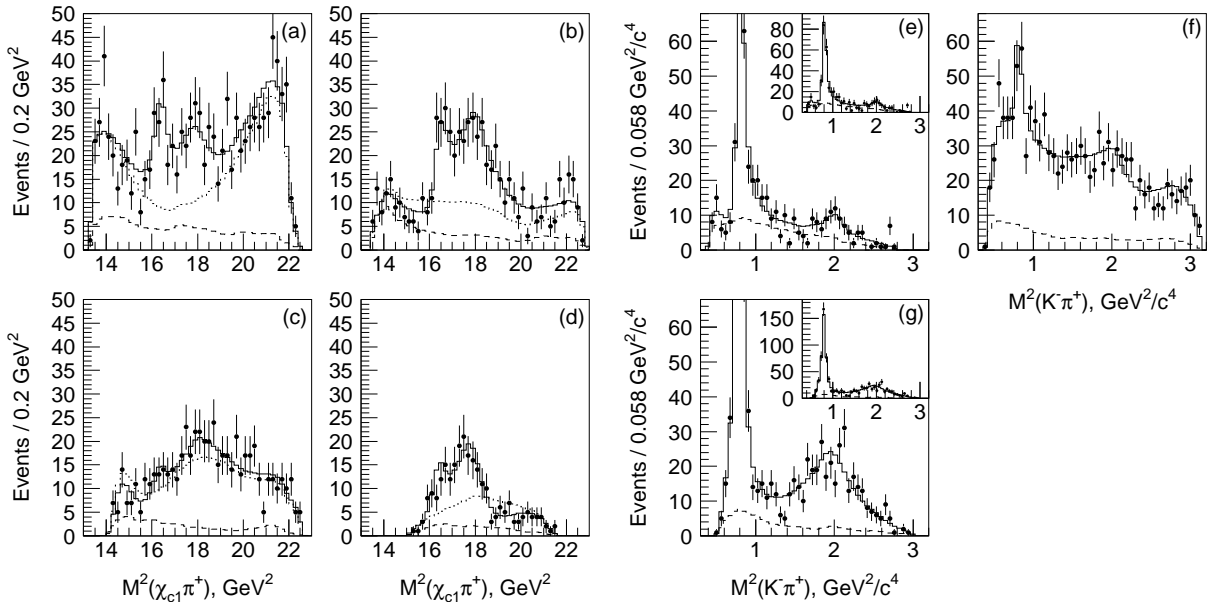


Рис. 14: Результат фитирования диаграммы Далица распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$  в модели с двумя  $Z^+$ -резонансами. Легенда такая же, как у Рис. 13.

стоверности для модели с двумя  $Z^+$  составил 42%. Сравнение логарифмов правдоподобия для гипотез с одним и с двумя  $Z^+$  показывает, что последняя предпочтительнее на уровне  $5.7\sigma$ . Метод оценки значимости был проверен с использованием техники псевдоэкспериментов.

Найденные из фита значения масс и ширин  $Z^+$  резонансов составили:

$$\begin{aligned} M_1 &= (4051 \pm 14_{-41}^{+20}) \text{ MeV}/c^2, & M_2 &= (4248_{-29-35}^{+44+180}) \text{ MeV}/c^2, \\ \Gamma_1 &= (82_{-17-22}^{+21+47}) \text{ MeV}, & \Gamma_2 &= (177_{-39-61}^{+54+316}) \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (29)$$

их доли в фите равны:  $f_1 = (8.0_{-2.2-4.2}^{+3.8+9.5})\%$  и  $f_2 = (10.4_{-2.3-0.7}^{+6.1+51.5})\%$ . По формуле



$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-) \times f_{1,2}$  были найдены произведения вероятностей:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_1^+K^-) \times \mathcal{B}(Z_1^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+) = (3.0_{-0.8-1.6}^{+1.5+3.7}) \times 10^{-5}, \quad (30)$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_2^+K^-) \times \mathcal{B}(Z_2^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+) = (4.0_{-0.9-0.5}^{+2.3+19.7}) \times 10^{-5}. \quad (31)$$

Эти произведения близки к соответствующему значению для  $Z(4430)^+$  в его лидирующей моде распада на  $\psi(2S)\pi$  [8, 50]. Новые состояния были названы  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$ .

Систематическая ошибка включает модельную неопределенность, неопределенность в  $J_Z$  и варьирование критериев отбора. Для всех моделей значимость двух резонансов по сравнению с одним превышает  $5.0\sigma$ , по сравнению с нулевой гипотезой –  $8.1\sigma$ .

Из доли в фите для  $K^*$  была найдена вероятность распада:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}K^*(892)^0) = (1.73_{-0.12-0.22}^{+0.15+0.34}) \times 10^{-4}. \quad (32)$$

Это измерение стало первым на момент публикации, в котором учитывалась интерференция. Доля  $K^*(892)^0$  мезонов с продольной поляризацией (т.е. со спиральностью ноль) составила  $f_L = (94.7_{-4.8-9.9}^{+3.8+4.6})\%$ , что согласуется с ожиданиями [52].

Распределения по углам спиральности состояний  $\chi_{c1}$  и  $J/\psi$  можно предсказать, используя результаты фитирования диаграммы Далица. Мы сравнивали данные с предсказаниями для различных частей диаграммы и везде нашли хорошее согласие.

Минимальный кварковый состав состояний  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$  – четырехкварковая комбинация  $|c\bar{c}u\bar{d}\rangle$ . На момент публикации этой работы было известно только одно аналогичное состояние – резонанс  $Z(4430)^+$  в канале  $\psi(2S)\pi^+$  [8], причем его экспериментальный статус был противоречивым [58]. Обнаружение  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$  подтвердило принципиальную возможность существования экзотических состояний этого типа.

Резонансы, распадающиеся на  $\chi_{cJ}\pi$ , были предсказаны в модели адрочармония [53], являющегося связанным состоянием бесцветных кваркония и легкого мезона. Доминирование распада на соответствующий кварконий и легкие мезоны является отличительной особенностью адрочармония. Альтернативные интерпретации включают связанные дикварк-антидикварк и молекулярные состояния [54].

Эксперимент ВаВаг не подтвердил состояния  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$  [55]. Однако противоречия между Belle и ВаВаг нет, поскольку верхние пределы

на соответствующие вероятности распадов у ВаВаг выше, чем центральные значения Belle. Ровно такая же ситуация была с резонансом  $Z(4430)^+$ , который впоследствии был подтвержден на большой статистике в эксперименте ЛНСб, как описано в следующей главе. В эксперименте ВаВаг использовался упрощенный подход, основанный на моментах полиномов Лежандра, имеющих, по-видимому, меньшую чувствительность, чем Далиц-анализ. Дальнейшее изучение  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$  связано с многомерным амплитудным анализом, который может быть выполнен в экспериментах Belle и ЛНСб, или на большей статистике в будущем эксперименте Belle-II.

В **Главе 8** представлен амплитудный анализ диаграммы Далица распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ , в результате которого было подтверждено заряженное чармониеподобное состояние  $Z(4430)^+$ .

В 2007 году в эксперименте Belle при изучении распадов  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$  был обнаружен пик в массовом спектре  $\psi(2S)\pi^+$  пар при  $M(\psi(2S)\pi^+) \simeq 4430 \text{ MeV}/c^2$ . В работе использовалось фитирование одномерного распределения по массе  $\psi(2S)\pi^+$  с вето на  $K^*(892)$  и  $K^*(1430)$ . В последствии эксперимент ВаВаг также выполнил одномерный фит, однако с усложненным методом оценки формы фона [58]. В работе ВаВаг утверждалось, что спектр масс  $\psi(2S)\pi^+$  хорошо описывается интерференцией  $K^*$  резонансов без необходимости введения  $Z(4430)^+$ . Для более точного учета интерференции мы выполнили амплитудный анализ диаграммы Далица распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ . Использовались те же данные, что и в работе по изучению распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$  [9]. Представленные здесь результаты опубликованы в работе [10].

Отбирались распады  $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-$  и  $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+K_S^0$ , где  $\psi(2S)$  восстанавливался в каналах  $\ell^+\ell^-$  и  $J/\psi\pi^+\pi^-$  с  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  ( $\ell = e$  или  $\mu$ ). Использовались такие же критерии отбора, как в работе [8]. Диаграммы Далица распадов  $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-$  и  $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+K_S^0$  складывались. Суммарная диаграмма Далица для сигнальной области по  $\Delta E$  показана на Рис. 15. Вертикальные полосы здесь соответствуют сигналам  $K^*(892)$  и  $K^*(1430)$ , горизонтальная полоса вблизи  $M^2(\psi(2S)\pi^+) \sim 20 \text{ GeV}^2/c^4$  соответствует сигналу  $Z(4430)^+$ , обнаруженному в работе [8].

В Далиц-анализе использовался такой же подход, как при анализе распадов  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$  [9]. Мы интегрировали по угловым переменным, характеризующим распад  $\psi(2S)$ , и рассматривали частицу  $\psi(2S)$  как стабильную. Амплитуда трехчастичного распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$  была представлена как сумма вкладов различных квази-двухчастичных состояний; ос-

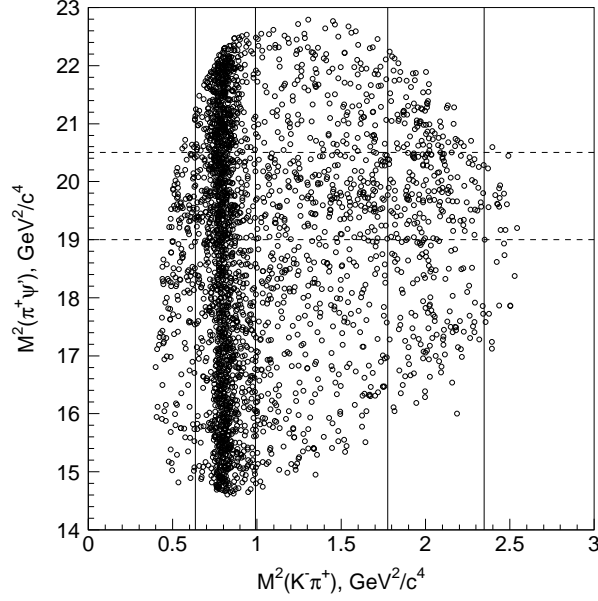


Рис. 15: Диаграмма далица распадов  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$  для сигнальной области по  $\Delta E$ . Сплошные (прерывистые) линии показывают границы пяти вертикальных (трех горизонтальных) частей, которые использовались для представления результатов фитирования. Координаты вертикальных линий следующие:  $M^2(K\pi^+) = (0.796)^2 \text{ GeV}^2/c^4$ ,  $(0.996)^2 \text{ GeV}^2/c^4$ ,  $(1.332)^2 \text{ GeV}^2/c^4$  и  $(1.532)^2 \text{ GeV}^2/c^4$ ; горизонтальных линий –  $M^2(\psi(2S)\pi^+) = 19.0 \text{ GeV}^2/c^4$  и  $20.5 \text{ GeV}^2/c^4$ .

новая модель включала все известные низколежащие  $K\pi^+$  резонансы [ $\kappa$ ,  $K^*(892)$ ,  $K^*(1410)$ ,  $K_0^*(1430)$ ,  $K_2^*(1430)$  и  $K^*(1680)$ ], а также один экзотический  $\psi(2S)\pi^+$  резонанс. Кроме сигнальной компоненты, фитирующая функция содержит фоновое слагаемое, найденное из контрольной области по  $\Delta E$ , а также поправку на эффективность восстановления, найденную из моделирования.

Проекция частей диаграммы Далица с наложенными результатами фитирования показаны на Рис. 16. Сигнал  $Z(4430)^+$  четче всего виден на проекции третьей вертикальной части. Параметры  $\psi(2S)\pi^+$  резонанса, найденные из фита, составляют:

$$M = (4443_{-12}^{+15+19}) \text{ MeV}/c^2, \quad (33)$$

$$\Gamma = (107_{-43}^{+86+74}) \text{ MeV}, \quad (34)$$

$$f = (5.7_{-1.6}^{+3.1+9.4})\%. \quad (35)$$

Центральные значения согласуются с параметрами, полученными в предыдущем анализе Belle с использованием фитирования одномерного распределения [8], однако ошибки возросли. Статистическая значимость, оцененная

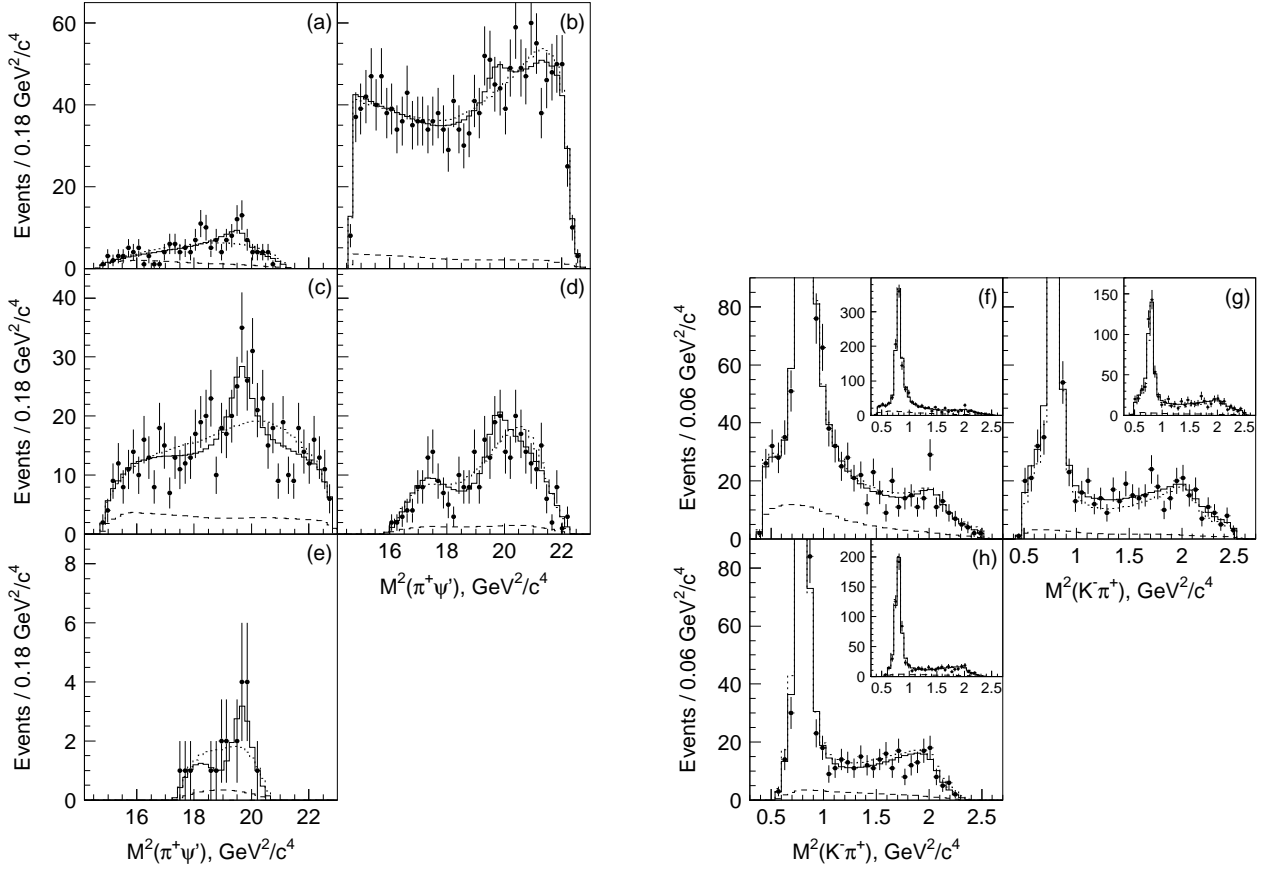


Рис. 16: Проекция частей диаграммы Далица, показанных на Рис. 15: (а)-(е) соответствует вертикальным частям слева направо, (f)-(h) соответствует горизонтальным частям снизу вверх. Точки с ошибками – данные, сплошные [пунктирные] гистограммы – результаты фитирования моделью с  $Z(4430)^+$  [без  $Z(4430)^+$ ], прерывистая гистограмма – фон.

по изменению  $2 \log \mathcal{L}$  при включении  $Z(4430)^+$  в фит (с учетом изменения в количестве степеней свободы), составила  $6.4 \sigma$ . Доли в фите и значимости для всех компонент представлены в Таблице 4. Уровень достоверности фита с  $Z(4430)^+$  (без  $Z(4430)^+$ ) составил 36% (0.1%).

При изучении систематической ошибки мы рассматривали вклад модельной неопределенности, предположение об орбитальном моменте в распадах  $B$  мезона; наряду с гипотезой о спине  $J_Z = 0$  рассматривали гипотезу  $J_Z = 1$ ; варьировали процедуру сглаживания диаграмм Далица для контрольной области и моделирования, в частности, в контрольной области учитывали вклад  $K^*(892)$ . Минимальная значимость  $Z(4430)^+$  составила  $5.4 \sigma$ .

Распределение по углу спиральности  $\psi(2S)$  можно предсказать из результатов Далиц-анализа. Мы нашли хорошее согласие с данными для разных частей диаграммы Далица.

Таблица 4: Результаты фитирования диаграммы Далица распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ .

Вклад	Доля в фите (%)	Значимость ( $\sigma$ )
$Z(4430)^+$	$5.7^{+3.1}_{-1.6}$	6.4
$\kappa$	$4.1^{+3.4}_{-1.1}$	1.5
$K^*(892)$	$64.8^{+3.8}_{-3.5}$	$> 20$
$K^*(1410)$	$5.5^{+8.8}_{-1.5}$	0.5
$K_0^*(1430)$	$5.3 \pm 2.6$	1.3
$K_2^*(1430)$	$5.5^{+1.6}_{-1.4}$	3.1
$K^*(1680)$	$2.8^{+5.8}_{-1.0}$	1.2

Для определения эффективности восстановления использовалось моделирование с равномерным распределением событий по фазовому объему, взвешенное согласно результатам Далиц-анализа. Эффективности составили  $(19.2 \pm 1.4)\%$  и  $(8.2 \pm 0.7)\%$  для каналов  $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  соответственно. Основной вклад в ошибку дает возможное различие между данными и моделированием. Для вероятности распада получено:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-) = (5.68 \pm 0.13 \pm 0.42) \times 10^{-4}. \quad (36)$$

С использованием доли  $Z(4430)^+$  в фите найдено:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^-Z(4430)^+) \times \mathcal{B}(Z(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = (3.2^{+1.8+5.3}_{-0.9-1.6}) \times 10^{-5}. \quad (37)$$

Это значение согласуется с предыдущим результатом Belle [8] и не противоречит верхнему пределу BaBar, равному  $3.1 \times 10^{-5}$  [58]. Была измерена также вероятность распада

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \psi(2S)K^*(892)^0) = (5.52^{+0.35+0.53}_{-0.32-0.58}) \times 10^{-4}. \quad (38)$$

Значение несколько ниже мирового среднего 2008 года:  $(7.2 \pm 0.8) \times 10^{-4}$  [56] и хорошо согласуется с современным средним:  $(6.0 \pm 0.4) \times 10^{-4}$  [28]. Степень поляризации  $K^*(892)^0$  мезонов составила  $f_L = (44.8^{+4.0+4.0}_{-2.7-5.3})\%$ , что согласуется с измерением CLEO II:  $(45 \pm 12)\%$  [57] и имеет гораздо более высокую точность.

Эксперимент Belle продолжил изучение распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-$  с использованием полного амплитудного анализа [21], т.е. без интегрирования

по угловым переменным. (Эта работа не вошла в диссертацию.) Состояние  $\psi(2S)$  восстанавливалось в канале  $\ell^+\ell^-$ , полное описание распада содержит четыре переменные. Этот подход позволил измерить спин и четность  $Z(4430)^+$ , которые составили  $J^P = 1^+$ . Эксперимент LHCb впоследствии повторил полный амплитудный анализ на большей статистике и подтвердил все выводы, сделанные Belle [22]. Дополнительно, LHCb измерил диаграмму Аргана для  $Z(4430)^+$  и наглядно продемонстрировал резонансный характер этого состояния.

Основными кандидатами для интерпретации  $Z(4430)^+$  являются пороговые эффекты [59], эффекты перерассеяния [60], адрочармоний [53], связанные состояния дикварка-антидикварка и молекулярные состояния [54]. Дискриминировать различные модели пока не удается.

**Глава 9** содержит обсуждение полученных результатов.

При обсуждении слабозбужденных состояний кваркония в Главе 1 мы отметили, что их свойства (массы, аннигиляционные ширины, ширины радиационных и адронных переходов) согласуются с предсказаниями кварковой модели, эффективных теорий и решеточных вычислений. В работах, представленных в диссертации, мы обнаружили три новых спин-синглетных состояния:  $\eta_b(2S)$ ,  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$ , а также существенно уточнили массу и впервые измерили ширину состояния  $\eta_b(1S)$ . Поскольку  $\eta_b(1S)$  являлось единственным известным ранее спин-синглетным состоянием боттомония, очевидно, что количество экспериментальной информации для таких состояний возросло очень значительно. При этом никаких неожиданностей не произошло: все результаты по сверхтонким расщеплениям, полным ширинам и вероятностям радиационных переходов хорошо согласуются с теоретическими вычислениями. (Заметим, что кандидат в  $\eta_b(2S)$  с аномальными свойствами, найденный группой К. Сета при анализе данных эксперимента CLEOс, был “закрит” в одной из работ диссертации.) Этот вывод тем более замечателен, что в области порогов и выше мы сталкиваемся с явлениями, противоречащими ожиданиям (наивной) кварковой модели.

В области порогов открытого аромата мы столкнулись с принципиально новым типом адронов – молекулами из тяжелых  $D$  и  $B$  мезонов. (Возможно, ближайший известный аналог здесь – это дейтрон.) С 2003 года было известно одно такое состояние –  $X(3872)$ , расположенное вблизи порога  $D^0\bar{D}^{*0}$ . Изоспин этого состояния равен нулю, и оно смешивается с “обычным” состоянием чармония  $\chi_{c1}(2P)$ . О наличии (и доминировании) молекулярной примеси мы делали вывод на основании близости массы к порогу и сильно-

му нарушению изоспина в распадах. В работе из этой диссертации мы обнаружили два заряженные состояния,  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ , расположенные вблизи порогов  $B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}$  соответственно. Изоспин этих состояний равен единице, и молекула – лидирующая компонента в их фоковском разложении. Анализ волновой функции молекулярного состояния позволил объяснить на основании спиновой симметрии тяжелых кварков всю имеющуюся экспериментальную информацию по  $Z_b$ . Построение динамической модели для  $Z_b$  является объектом дальнейших исследований.

Обнаружение заряженных состояний  $Z_b$  мотивировало поиск аналогичных состояний в области чарма. Действительно, в экспериментах BESIII, Belle и CLEOc были обнаружены заряженные состояния  $Z_c$  вблизи порогов рождения  $D\bar{D}^*$  и  $D^*\bar{D}$ . Экспериментальная информация по состояниям  $Z_c$  еще не полная, поэтому их интерпретация остается открытым вопросом. Состояния  $Z_c$  и  $Z_b$  предоставляют богатый материал для построения феноменологических моделей. Продолжающиеся исследования, можно надеяться, приведут к лучшему пониманию околопороговых состояний.

В области выше порогов в работах, вошедших в диссертацию, обнаружены заряженные состояния  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$ , распадающиеся на  $\chi_{c1}\pi^\pm$ , и подтверждено в Далиц-анализе состояние  $Z(4430)^+$ , распадающееся на  $\psi(2S)\pi^+$ . Состояние  $Z(4430)^+$  является первым обнаруженным заряженным чармониеподобным состоянием. На сегодняшний день оно надежно подтверждено в эксперименте ЛНЦб. Основными кандидатами для интерпретации  $Z(4050)^+$ ,  $Z(4250)^+$  и  $Z(4430)^+$  являются перерасеяние, пороговые эффекты, связанные состояния дикварка-антидикварка, адрочармоний и молекулярные состояния. К сожалению, дискриминировать различные модели пока не удастся. Обнаружение новых каналов распада и измерение квантовых чисел (в случае  $\chi_{c1}\pi^+$  состояний) могут способствовать выяснению их структуры.

В **Заключении** еще раз кратко сформулированы основные результаты диссертации:

1. Впервые обнаружены  $P$ -волновые состояния боттомония  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$ . Измерены их массы  $m_{h_b(1P)} = (9899.1 \pm 0.4 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$ ,  $m_{h_b(2P)} = (10259.8 \pm 0.5 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$  и относительные вероятности

рождения в пике резонанса  $\Upsilon(5S)$ :

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.45 \pm 0.08_{-0.12}^{+0.07},$$

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

Измерено сверхтонкое расщепление в  $1P$ - и  $2P$ -мультиплетах боттомония:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+0.8 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2,$$

$$\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2.$$

2. Впервые найдено спин-синглетное состояние боттомония  $\eta_b(2S)$  и обнаружены радиационные переходы  $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ ,  $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$  и  $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$ . Получено самое точное на момент публикации значение массы состояния  $\eta_b(1S)$ , впервые измерена его ширина, измерена масса  $\eta_b(2S)$ . Значения составили:

$$m_{\eta_b(1S)} = (9402.4 \pm 1.5 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2,$$

$$\Gamma_{\eta_b(1S)} = (10.8_{-3.7}^{+4.0} {}_{-2.0}^{+4.5}) \text{ MeV},$$

$$m_{\eta_b(2S)} = (9999.0 \pm 3.5_{-1.9}^{+2.8}) \text{ MeV}/c^2.$$

Измерено сверхтонкое расщепление в  $1S$ - и  $2S$ -мультиплетах боттомония:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (57.9 \pm 2.3) \text{ MeV}/c^2$$

$$\Delta M_{\text{HF}}(2S) = (24.3_{-4.5}^{+4.0}) \text{ MeV}/c^2,$$

и отношение расщеплений:  $0.420_{-0.079}^{+0.071}$ . Измерены вероятности радиационных переходов:

$$\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (49.2 \pm 5.7_{-3.3}^{+5.6})\%,$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (22.3 \pm 3.8_{-3.3}^{+3.1})\%,$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma] = (47.5 \pm 10.5_{-7.7}^{+6.8})\%.$$

3. Выполнен поиск состояний боттомония в эксклюзивно восстановленных радиационных распадах  $\Upsilon(2S)$  резонанса. Показана ложность сигнала распада  $\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$ , полученного группой К. Сета.



4. Впервые обнаружены заряженные боттомониеподобные состояния  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$ . Измерены их массы, ширины, относительные амплитуды и фазы в каналах  $h_b(1P)\pi^+\pi^-$  и  $h_b(2P)\pi^+\pi^-$ .

Конечное состояние	$h_b(1P)\pi^+\pi^-$	$h_b(2P)\pi^+\pi^-$
$M_{Z_b(10610)}, \text{ MeV}/c^2$	$10605 \pm 2_{-1}^{+3}$	$10599_{-3-4}^{+6+5}$
$\Gamma_{Z_b(10610)}, \text{ MeV}$	$11.4_{-3.9-1.2}^{+4.5+2.1}$	$13_{-8-7}^{+10+9}$
$M_{Z_b(10650)}, \text{ MeV}/c^2$	$10654 \pm 3_{-2}^{+1}$	$10651_{-3-2}^{+2+3}$
$\Gamma_{Z_b(10650)}, \text{ MeV}$	$20.9_{-4.7-5.7}^{+5.4+2.1}$	$19 \pm 7_{-7}^{+11}$
Относительная нормировка	$1.39 \pm 0.37_{-0.15}^{+0.05}$	$1.6_{-0.4-0.6}^{+0.6+0.4}$
Относительная фаза, градусы	$187_{-57-12}^{+44+3}$	$181_{-105-109}^{+65+74}$

Продемонстрировано отсутствие нерезонансного вклада в распадах  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ .

5. В предположении, что состояния  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  имеют молекулярную структуру  $B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}^*$  соответственно, объяснены все их основные свойства, а также продемонстрирован механизм нарушения спиновой симметрии тяжелых кварков в распадах  $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ .
6. Выполнен Далиц-анализ распада  $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ . Обнаружены заряженные чармониеподобные состояния  $Z(4050)^+$  и  $Z(4250)^+$ , измерены их массы, ширины и произведения вероятностей распадов:

$$M_{Z(4050)} = (4051 \pm 14_{-41}^{+20}) \text{ MeV}/c^2, \quad M_{Z(4250)} = (4248_{-29-35}^{+44+180}) \text{ MeV}/c^2,$$

$$\Gamma_{Z(4050)} = (82_{-17-22}^{+21+47}) \text{ MeV}, \quad \Gamma_{Z(4250)} = (177_{-39-61}^{+54+316}) \text{ MeV},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z(4050)^+) \times \mathcal{B}(Z(4050)^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+) = (3.0_{-0.8-1.6}^{+1.5+3.7}) \times 10^{-5},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z(4250)^+) \times \mathcal{B}(Z(4250)^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+) = (4.0_{-0.9-0.5}^{+2.3+19.7}) \times 10^{-5}.$$

7. Выполнен Далиц-анализ распада  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ . Подтверждено заряженное состояние  $Z(4430)^+$ , в частности, показано, что соответствующая структура не является результатом интерференции  $K\pi$  резонансов. Впервые измерена масса, ширина и произведение вероятностей распада для состояния  $Z(4430)^+$  в амплитудном анализе:

$$M = (4443_{-12-13}^{+15+19}) \text{ MeV}/c^2,$$

$$\Gamma = (107_{-43-56}^{+86+74}) \text{ MeV},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z(4430)^+) \times \mathcal{B}(Z(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = (3.2_{-0.9-1.6}^{+1.8+5.3}) \times 10^{-5}.$$

## Публикации автора по теме диссертации

- [1] I. Adachi,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*First observation of the  $P$ -wave spin-singlet bottomonium states  $h_b(1P)$  and  $h_b(2P)$ ,*” Phys. Rev. Lett. **108**, 032001 (2012).
- [2] 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. **109**, 232002 (2012).
- [3] S. Sandilya,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Search for bottomonium states in exclusive radiative  $\Upsilon(2S)$  decays,*” Phys. Rev. Lett. **111**, no. 11, 112001 (2013).
- [4] A. Bondar, A. Garmash, R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Observation of two charged bottomonium-like resonances in  $\Upsilon(5S)$  decays,*” Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012).
- [5] 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 **84**, 054010 (2011).
- [6] P. Krokovny,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*First observation of the  $Z_b(10610)^0$  in a Dalitz analysis of  $\Upsilon(10860) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ ,*” Phys. Rev. D **88**, no. 5, 052016 (2013).
- [7] Z. Q. Liu,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Study of  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$  and observation of a charged charmoniumlike state at Belle,*” Phys. Rev. Lett. **110**, 252002 (2013).
- [8] S. K. Choi,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Observation of a resonance-like structure in the  $\pi^\pm\psi'$  mass distribution in exclusive  $B \rightarrow K\pi^\pm\psi'$  decays,*” Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 142001.
- [9] R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Observation of two resonance-like structures in the  $\pi^+\chi_{c1}$  mass distribution in exclusive  $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\chi_{c1}$  decays,*” Phys. Rev. D **78**, 072004 (2008).
- [10] R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Dalitz analysis of  $B \rightarrow K\pi^+\psi'$  decays and the  $Z(4430)^+$ ,*” Phys. Rev. D **80**, 031104 (2009).

- [11] Р. В. Мизюк, Г. В. Пахлова, П. Н. Пахлов, Р. Н. Чистов, “*Физика чармония в эксперименте Belle,*” Яд. Физ. **73**, 669 (2010).
- [12] Р. В. Мизюк, “*Спин-синглетные состояния боттомония и адронные переходы из  $\Upsilon(5S)$ -резонанса в эксперименте Belle,*” Яд. Физ. **76**, Дополнительный номер (2013).
- [13] N. Brambilla,.. R. Mizuk *et al.*, “*QCD and strongly coupled gauge theories: challenges and perspectives,*” Eur. Phys. J. C **74**, no. 10, 2981 (2014).
- [14] A. Garmash,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Amplitude analysis of  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  at  $\sqrt{s} = 10.865$  GeV,*” arXiv:1403.0992 [hep-ex].
- [15] I. Adachi,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Observation of two charged bottomonium-like resonances,*” arXiv:1105.4583.
- [16] I. Adachi,.. R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], “*Study of three-body  $\Upsilon(10860)$  decays,*” arXiv:1209.6450 [hep-ex].
- [17] A. Bondar and R. Mizuk, “*Status and new results on the  $Z_b$  resonances,*” PoS ConfinementX, 156 (2012) [arXiv:1303.0101 [hep-ex]].
- [18] R. Mizuk, “*Recent Belle results in quarkonium physics,*” PoS ConfinementX, 154 (2012) [arXiv:1303.0096 [hep-ex]].
- [19] R. Mizuk, “*Spectroscopy update,*” PoS ICHEP2012, 017 (2013).

## Список литературы

- [20] U. Tamponi, talk given at XXII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering (DIS 2014), 28 April - 2 May, 2014, Warsaw, Poland.
- [21] K. Chilikin *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **88**, 074026 (2013).
- [22] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, 222002 (2014).
- [23] T. K. Pedlar *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 041803 (2011).
- [24] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005).

- [25] K. F. Chen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 112001 (2008).
- [26] G.C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [27] P. Krokovny, talk given at Les Rencontres de Physique de la Valle'e d'Aoste (La Thuile 2012) 26 February - 3 March, 2012, La Thuile, Italy.
- [28] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [29] S. Titard and F. J. Yndurain, Phys. Lett. B **351**, 541 (1995).
- [30] N. Brambilla and A. Vairo, Phys. Rev. D **71**, 034020 (2005).
- [31] A. Vairo, Int. J. Mod. Phys. A **22**, 5481 (2007) [Conf. Proc. C **060726**, 71 (2006)].
- [32] Y. Koma and M. Koma, Nucl. Phys. B **769**, 79 (2007).
- [33] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 071801 (2008) [Erratum-ibid. **102**, 029901 (2009)].
- [34] S. Godfrey and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **66**, 014012 (2002).
- [35] T. J. Burns, Phys. Rev. D **87**, no. 3, 034022 (2013).
- [36] R. J. Dowdall, C. T. H. Davies, T. Hammant and R. R. Horgan, Phys. Rev. D **89**, no. 3, 031502 (2014).
- [37] W. Kwong, P. B. Mackenzie, R. Rosenfeld and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **37**, 3210 (1988).
- [38] C. S. Kim, T. Lee and G. L. Wang, Phys. Lett. B **606**, 323 (2005).
- [39] J. P. Lansberg and T. N. Pham, Phys. Rev. D **75**, 017501 (2007).
- [40] S. Dobbs, Z. Metreveli, K. K. Seth, A. Tomaradze and T. Xiao, Phys. Rev. Lett. **109**, 082001 (2012).
- [41] J. Blatt and V. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, p.361, New York: John Wiley & Sons (1952).
- [42] M. B. Voloshin, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 455 (2008).

- [43] A.Garmash *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 251803 (2006).
- [44] M. B. Voloshin and L. B. Okun, JETP Lett. **23**, 333 (1976) [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **23**, 369 (1976)].
- [45] A. Ali, C. Hambrock and W. Wang, Phys. Rev. D **85**, 054011 (2012).
- [46] D. Y. Chen and X. Liu, Phys. Rev. D **84**, 094003 (2011).
- [47] D. Y. Chen, X. Liu and T. Matsuki, Chin. Phys. C **38**, 053102 (2014).
- [48] I. V. Danilkin, V. D. Orlovsky and Y. A. Simonov, Phys. Rev. D **85**, 034012 (2012).
- [49] S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui, K. Sudoh and A. Hosaka, Phys. Rev. D **86**, 014004 (2012).
- [50] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [51] D. Aston *et al.* [LASS Collaboration], Nucl. Phys. B **296**, 493 (1988).
- [52] N. Soni *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Lett. B **634**, 155 (2006).
- [53] S. Dubynskiy and M. B. Voloshin, Phys. Lett. B **666**, 344 (2008).
- [54] N. Brambilla *et al.*, Eur. Phys. J. C **71**, 1534 (2011).
- [55] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **85**, 052003 (2012).
- [56] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [57] S. J. Richichi *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **63**, 031103 (2001).
- [58] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], arXiv:0811.0564 [hep-ex].
- [59] E. S. Swanson, arXiv:1409.3291 [hep-ph].
- [60] P. Pakhlov and T. Uglov, arXiv:1408.5295 [hep-ph].