



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Чиликин Кирилл Александрович

**Измерение параметров чармониеподобных
состояний в эксперименте Belle**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2015 г.

Работа выполнена в ФГБУ “ГНЦ РФ - Институт Теоретической и Экспериментальной Физики” НИЦ “Курчатовский институт”, г. Москва.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Роман Владимирович Мизюк

старший научный сотрудник

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

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

Александр Михайлович Зайцев

заместитель директора по научной работе

ФГБУ “ГНЦ РФ ИФВЭ”, г. Протвино

доктор физико-математических наук

Александр Викторович Бережной

заведующий лабораторией тяжёлых кварков и редких распадов

НИИЯФ МГУ, г. Москва

Ведущая организация:

Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, г. Новосибирск.

Защита диссертации состоится 16 июня 2015 г. в 14 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.itep.ru.

Автореферат разослан 15 мая 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физ.-мат. наук

В. В. Васильев

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена исследованию свойств заряженных чармониеподобных состояний. В представленной работе был проведён амплитудный анализ распадов $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$, с помощью которого впервые измерены квантовые числа состояния $Z_c(4430)^+$, а также получены обновлённые значения его массы, ширины и вероятности распада через это состояние. С использованием разработанного метода был проведён амплитудный анализ распадов $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+$, обнаружено новое заряженное чармониеподобное состояние $Z_c(4200)^+$, измерены его параметры: квантовые числа, масса, ширина и соответствующая вероятность распада, а также найдено указание на существование канала распада $Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$.

Вошедшие в диссертацию результаты были получены с использованием образца данных размером 711 фб, содержащего 772×10^6 пар B -мезонов, который был набран в период с 1999 по 2010 год в эксперименте Belle на асимметричном e^+e^- -коллайдере КЕКВ на энергии резонанса $\Upsilon(4S)$.

Актуальность темы

В кварковой модели состояния чармония являются связанными состояниями пары кварков $c\bar{c}$. Состояния чармония, открытые в ранний период его изучения (до 1980 года) и лежащие ниже порога $D\bar{D}$: J/ψ , $\psi(2S)$, χ_{cJ} , η_c - хорошо описываются такой моделью. Кварковые (потенциальные) модели успешно описывают положение уровней, ширины аннигиляционных распадов, а также ширины радиационных и адронных переходов между уровнями. Эти состояния также успешно описываются из первых принципов при помощи правил сумм КХД и решёточной КХД [4]. Однако, начиная с 2003 года, когда в эксперименте Belle было найдено состояние $X(3872)$ [5], было обнаружено большое количество новых возбуждённых состояний чармония, которые плохо описываются как “обычные” состояния в системе $c\bar{c}$; такие состояния называют чармониеподобными. Большинство чармониеподобных состояний имеют большие ширины адронных переходов в низковозбуждённые состояния чармония; распады в пары D -мезонов, напротив, подавлены. Кроме этого, их массы далеко отстоят от предсказаний потенциальных моделей, а в распадах состояния $X(3872)$ наблюдается сильное нарушение сохранения изоспина. Особую группу среди них образуют заряженные чармоние-

подобные состояния, которые обладают минимальным четырёхкварковым составом: $c\bar{c}u\bar{d}$.

Решёточная КХД сталкивается с трудностями при описании таких состояний: так, в решёточных вычислениях наблюдается состояние $X(3872)$, но описать заряженные чармониеподобные состояния они пока не могут [6]. Таким образом, единой количественной теории чармониеподобных состояний в настоящее время не существует. Для их описания используются различные модели, включающие молекулярные состояния, тетракварки, гибриды, адрочармоний; следовательно, чармониеподобные состояния могут иметь различную природу. Для определения природы конкретных состояний является важным подробное изучение их свойств, в частности, измерение квантовых чисел и систематическое исследование различных конечных состояний.

В 2007 году в эксперименте Belle в распадах $\bar{B} \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ было обнаружено заряженное чармониеподобное состояние $Z_c(4430)^+$, распадающееся на $\psi(2S)\pi^+$ [7]. Коллаборация BABAR выполнила поиск состояния $Z_c(4430)^+$ в распадах $\bar{B} \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ и $\bar{B} \rightarrow J/\psi\pi^+K$, но не подтвердила его существования [8]. Оба этих анализа не учитывали интерференцию распадов через резонансы $Z_c(4430)^+$ и K^* . Поэтому в 2009 году коллаборацией Belle был выполнен Далиц-анализ распадов $\bar{B} \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ с использованием тех же данных, который подтвердил, что состояние $Z_c(4430)^+$ наблюдается в данных Belle [9]. Однако, из-за интегрирования по угловым переменным в Далиц-анализе теряется чувствительность к квантовым числам состояния $Z_c(4430)^+$, измерение которых важно для установления его природы; это мотивировало проведение полного амплитудного анализа распадов $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$, представленного в данной работе.

Цель диссертации

Измерение квантовых чисел состояния $Z_c(4430)^+$ и других его параметров (массы, ширины, вероятности распада через это состояние). Амплитудный анализ распадов $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$ с целью поиска известных и новых заряженных чармониеподобных состояний.

Научная новизна

Впервые проведены полные амплитудные анализы распадов $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^- \pi^+$ и $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$, с помощью которых впервые измерены квантовые числа состояния $Z_c(4430)^+$, обнаружено новое заряженное

чармониеподобное состояние $Z_c(4200)^+$ и измерены его параметры, найдено указание на существование канала распада $Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Измерение квантовых чисел состояния $Z_c(4430)^+$, его массы и ширины.
2. Измерение вероятностей распада по каналам: $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+)$, $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\bar{K}^*(892))$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Z_c(4430)^+K^+) \times \mathcal{B}(Z_c(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^-)$.
3. Обнаружение нового заряженного чармониеподобного состояния $Z_c(4200)^+$, распадающегося на $J/\psi\pi^+$.
4. Измерение квантовых чисел состояния $Z_c(4200)^+$, его массы, ширины и спиральных амплитуд.
5. Обнаружение указания на существование канала распада $Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$.
6. Измерение вероятностей распада по каналам: $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+)$, $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^*(892))$, $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4430)^+K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+)$, $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4200)^+K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(4200)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+)$.
7. Поиск рождения состояния $Z_c(3900)^+$ в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(3900)^+K^-$ и установка верхнего предела на произведение вероятностей распада $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(3900)^+K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(3900)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+)$.

Апробация работы и публикации

Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в работах [1, 2, 3]. Результаты были доложены на совещаниях коллаборации Belle, семинаре ИТЭФ, сессиях-конференциях секции ядерной физики отделения физических наук РАН в 2013 и 2014 годах, конференциях International Workshop on Charm Physics (CHARM) 2012 и Rencontres de Moriond 2014 (сессия квантовой хромодинамики и взаимодействий высокой энергии).

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Её объём 127 страниц, включая 57 рисунков и 20 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 177 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во **введении** обсуждается актуальность темы исследования и приводится план изложения материала.

В **главе 1** приведён обзор чармониеподобных состояний. Описаны результаты экспериментального изучения этих состояний, а также их возможные теоретические интерпретации.

В **главе 2** описана экспериментальная установка Belle.

В **главе 3** описан амплитудный анализ распадов $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$, который был проведён для измерения квантовых чисел состояния $Z_c(4430)^+$.

Были отобраны распады $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$ (включение зарядово-сопряжённых распадов подразумевается), при этом $\psi(2S)$ -мезон восстанавливался по распадам в e^+e^- и $\mu^+\mu^-$. Для всех треков накладывалось требование вылета из района точки взаимодействия. Все треки должны были быть положительно идентифицированы как кандидаты в соответствующие частицы.

Для кандидатов в $\psi(2S)$, восстановленных в распаде на e^+e^- , в вычисление инвариантной массы включались фотоны с энергией более 30 МэВ, для которых угол между импульсами фотона и одного из лептонов составлял менее 50 мрад. Накладывалось требование $|M(\ell^+\ell^-) - m_{\psi(2S)}| < 60 \text{ МэВ}/c^2$, где ℓ - μ или e . Масса \bar{B}^0 -мезона, вычисленная из энергии пучка, определяется как $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$, где E_{beam} - энергия пучка в системе центра масс и \vec{p}_i - импульсы продуктов распада в той же системе отсчёта. Накладывалось требование $|M_{bc} - m_B| < 7 \text{ МэВ}/c^2$, где m_B - масса \bar{B}^0 [10]. Для кандидатов в $\psi(2S)$ и \bar{B}^0 выполнялась подгонка в массу.

Разница между восстановленной энергией и энергией пучка $\Delta E = \sum_i E_i - E_{\text{beam}}$, где E_i - энергии продуктов распада \bar{B}^0 -мезона, использовалась для выделения сигнала. Сигнальная область была определена как $|\Delta E| < 15 \text{ МэВ}$, а контрольные области были определены как $30 \text{ МэВ} < |\Delta E| < 45 \text{ МэВ}$. Распределение по ΔE показано на рис. 1.

Для определения выходов сигнала и фона распределение по ΔE подгонялось суммой двух функций Гаусса, которые описывали сигнал, и многочлена второго порядка, который описывал фон. Полное число событий в сигнальной области - 2181; число сигнальных событий, определённое из подгонки, равно $2010 \pm 50 \pm 40$ (здесь и далее, первая ошибка - статистическая, а вторая - систематическая). Систематическая ошибка была оценена при помощи из-

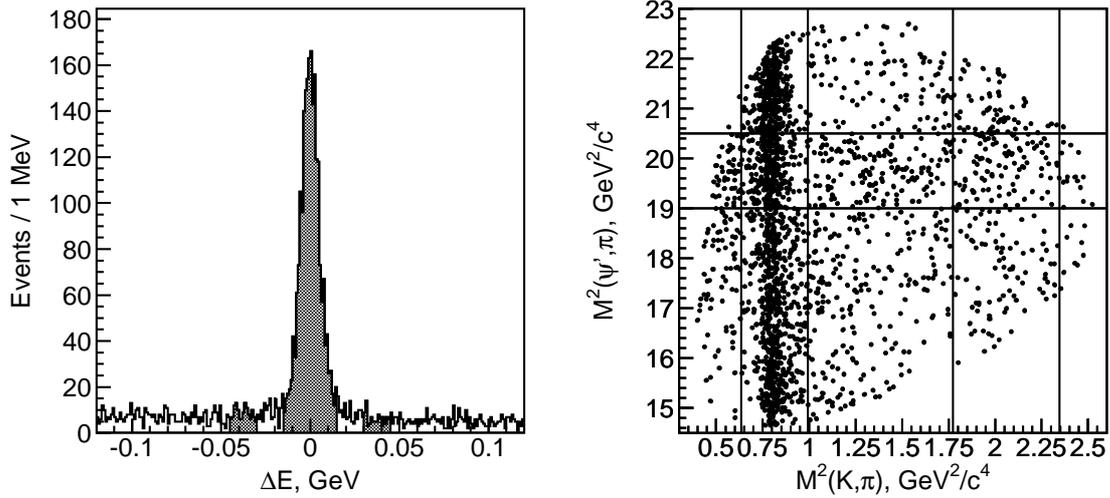


Рис. 1: Слева: распределение по ΔE ; сигнальная и контрольные области заштрихованы. Справа: график Далица для сигнальной области. Показаны области, используемые для представления результатов. Вертикальные деления расположены на $(0.796)^2$ $\text{ГэВ}^2/c^4$, $(0.996)^2$ $\text{ГэВ}^2/c^4$, $(1.332)^2$ $\text{ГэВ}^2/c^4$ и $(1.532)^2$ $\text{ГэВ}^2/c^4$. Горизонтальные деления расположены на 19.0 $\text{ГэВ}^2/c^4$ и 20.5 $\text{ГэВ}^2/c^4$.

менения интервала подгонки по ΔE и порядка многочлена, описывающего фон.

График Далица в координатах $(M_{K^-\pi^+}^2, M_{\psi(2S)\pi^+}^2)$ для сигнальной области показан на рис. 1. На графике чётко видна вертикальная полоса, вызванная рождением промежуточного резонанса $K^*(892)$. На рисунке также показаны области, используемые для графического представления результатов подгонки.

Амплитуда распада $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$ была представлена суммой вкладов отдельных промежуточных двухчастичных состояний. Основная модель включала вклады от всех известных резонансов в системе $K^+\pi^-$ с массой ниже кинематической границы (1593 $\text{МэВ}/c^2$) [$K_0^*(800)$, $K^*(892)$, $K^*(1410)$, $K_0^*(1430)$, $K_2^*(1430)$], первый резонанс выше границы [$K^*(1680)$] и экзотический резонанс в системе $\psi(2S)\pi^+$.

Амплитуда определена в четырёхмерном фазовом пространстве $\Phi = (M_{K^-\pi^+}^2, M_{\psi(2S)\pi^+}^2, \theta_{\psi(2S)}, \varphi)$, где $\theta_{\psi(2S)}$ - хелисити-угол $\psi(2S)$ и φ - угол между плоскостями распадов K^* и $\psi(2S)$. Независящая от углов часть амплитуды распада $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$ через двухчастичный промежуточный резонанс R , где R может обозначать резонанс как в системе $K^-\pi^+$, так и $\psi(2S)\pi^+$,

равна

$$A^R(M_R^2) = \frac{F_B^{(L_B)} F_R^{(L_R)} \left(\frac{p_B}{m_B}\right)^{L_B} \left(\frac{p_R}{M_R}\right)^{L_R}}{m_R^2 - M_R^2 - im_R \Gamma_R (p_R/p_{R0})^{2L_R+1} (m_R/M_R) (F_R^{(L_R)})^2}, \quad (1)$$

где M_R - инвариантная масса двух дочерних частиц резонанса R ; $F_B^{(L_B)}$ и $F_R^{(L_R)}$ - формфакторы Блатта-Вайскопфа для распадов \bar{B}^0 и резонанса R (верхний индекс обозначает угловой момент распада); множитель $(p_B/m_B)^{L_B} (p_R/M_R)^{L_R}$ связан с импульсной зависимостью волновой функции $[p_B (p_R) - \text{импульс дочерних частиц } \bar{B}^0\text{-мезона (резонанса } R) \text{ в системе покоя } \bar{B}^0 (R)]; m_B$ - масса \bar{B}^0 -мезона; m_R - масса и Γ_R - ширина резонанса R .

Зависящая от углов часть амплитуды была получена с использованием формализма спиральности. Функция плотности сигнала для распада $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-$ равна

$$S(\Phi) = \sum_{\xi=1,-1} \left| \sum_{K^*} \sum_{\lambda=-1,0,1} A_{\lambda\xi}^{K^*}(\Phi) + \sum_{\lambda'=-1,0,1} A_{\lambda'\xi}^{Z_c^-}(\Phi) \right|^2, \quad (2)$$

где ξ - спиральность пары лептонов, λ и λ' - спиральность $\psi(2S)$ для распадов через K^* и Z_c^- соответственно, $A_{\lambda\xi}^{K^*}(\Phi)$ и $A_{\lambda'\xi}^{Z_c^-}(\Phi)$ - амплитуды распадов через K^* и Z_c^- соответственно. Амплитуда распада через K^* равна

$$A_{\lambda\xi}^{K^*}(\Phi) = H_{\lambda}^{K^*} A^{K^*}(M_{K^-\pi^+}^2) e^{i\lambda\varphi} d_{\lambda 0}^{J(K^*)}(\theta_{K^*}) d_{\lambda\xi}^1(\theta_{\psi(2S)}), \quad (3)$$

где $H_{\lambda}^{K^*}$ - спиральные амплитуды, $d_{\lambda 0}^{J(K^*)}(\theta_{K^*})$ и $d_{\lambda\xi}^1(\theta_{\psi(2S)})$ - d -функции Вигнера, $J(K^*)$ - спин K^* и θ_{K^*} - хелисити-угол K^* . Для резонансов K^* со спином 0 разрешено только значение $\lambda = 0$. Амплитуда распада через Z_c^- равна

$$A_{\lambda'\xi}^{Z_c^-}(\Phi) = H_{\lambda'}^{Z_c^-} A^{Z_c^-}(M_{\psi'\pi^+}^2) d_{0\lambda'}^{J(Z_c^-)}(\theta_{Z_c^-}) e^{i\lambda'\tilde{\varphi}} d_{\lambda'\xi}^1(\tilde{\theta}_{\psi(2S)}) e^{i\xi\alpha}, \quad (4)$$

где $H_{\lambda'}^{Z_c^-}$ - спиральные амплитуды, $J(Z_c^-)$ - спин Z_c^- , $\theta_{Z_c^-}$ и $\tilde{\theta}_{\psi(2S)}$ - хелисити-углы Z_c^- и $\psi(2S)$ соответственно, $\tilde{\varphi}$ - азимутальный угол дочернего лептона $\psi(2S)$ и α - фаза между амплитудами распада через K^* и Z_c^- (азимутальный угол между K^* и π в системе покоя $\psi(2S)$). Если спин Z_c^- равен 0, то разрешено только значение $\lambda' = 0$. Спиральные амплитуды связаны из-за сохранения чётности в распаде $Z_c^- \rightarrow \psi(2S)\pi^-$: $H_{\lambda'}^{Z_c^-} = -P(Z_c^-)(-1)^{J(Z_c^-)} H_{-\lambda'}^{Z_c^-}$.

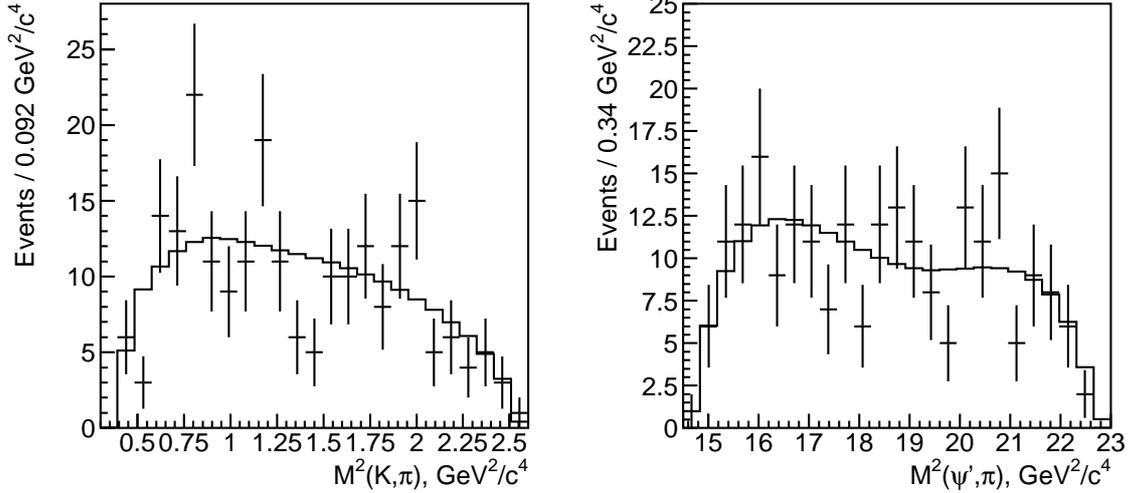


Рис. 2: Результаты подгонки фоновых событий. Проекция на оси графика Далица.

Функция плотности сигнала для зарядово сопряжённого распада $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$ даётся формулой (2) с изменением знака всех азимутальных углов ($\varphi \rightarrow -\varphi$, $\tilde{\varphi} \rightarrow -\tilde{\varphi}$ и $\alpha \rightarrow -\alpha$).

Выполнялась небинированная подгонка методом максимума правдоподобия в четырёхмерном пространстве Φ . Построение функции правдоподобия выполнялось так же, как в работе [11]. Массы и ширины резонансов K^* были зафиксированы на их значениях [10], а масса и ширина $Z_c(4430)^+$ не фиксировались. Параметры масштаба r в формфакторах Блатта-Вайскопфа были зафиксированы на значении 1.6 ГэВ^{-1} .

Форма фона определялась с использованием контрольных областей по ΔE . Использовалась функция плотности фона $B(\Phi) = P_2(M_{K^-\pi^+}^2, M_{\psi'\pi^+}^2)$, где P_2 - двумерный многочлен второго порядка. Проекция результатов подгонки на переменные графика Далица показаны на рис. 2.

Результаты подгонки для массы, ширины и значимости $Z_c(4430)^+$ в основной модели показаны в табл. 1. Проекция результатов подгонки на оси $M_{K\pi}^2$ и $M_{\psi(2S)\pi}^2$ для гипотезы 1^+ и модели без $Z_c(4430)^+$ показаны на рис. 3. Значимость $Z_c(4430)^+$ вычислялась из разницы $-2 \ln L$ по теореме Вилкса [12]. Предпочтительной гипотезой о квантовых числах $Z_c(4430)^+$ оказалась $J^P = 1^+$. Для проверки качества подгонки производилось бинирование графика Далица таким образом, что число событий в каждом бине $n_i > 16$. Затем вычислялось значение χ^2 как $\sum_i (n_i - s_i)^2 / s_i$, где s_i - интеграл функции, используемой для подгонки, по i -му бину. Генерировались псевдоэксперименты в соответствии с результатом подгонки в данных, производилась

Таблица 1: Результаты подгонки в основной модели. Приведены только статистические ошибки.

J^P	0^-	1^-	1^+	2^-	2^+
Масса, МэВ/ c^2	4479 ± 16	4477 ± 4	4485 ± 20	4478 ± 22	4384 ± 19
Ширина, МэВ	110 ± 50	22 ± 14	200 ± 40	83 ± 25	52 ± 28
Значимость	4.5σ	3.6σ	6.4σ	2.2σ	1.8σ

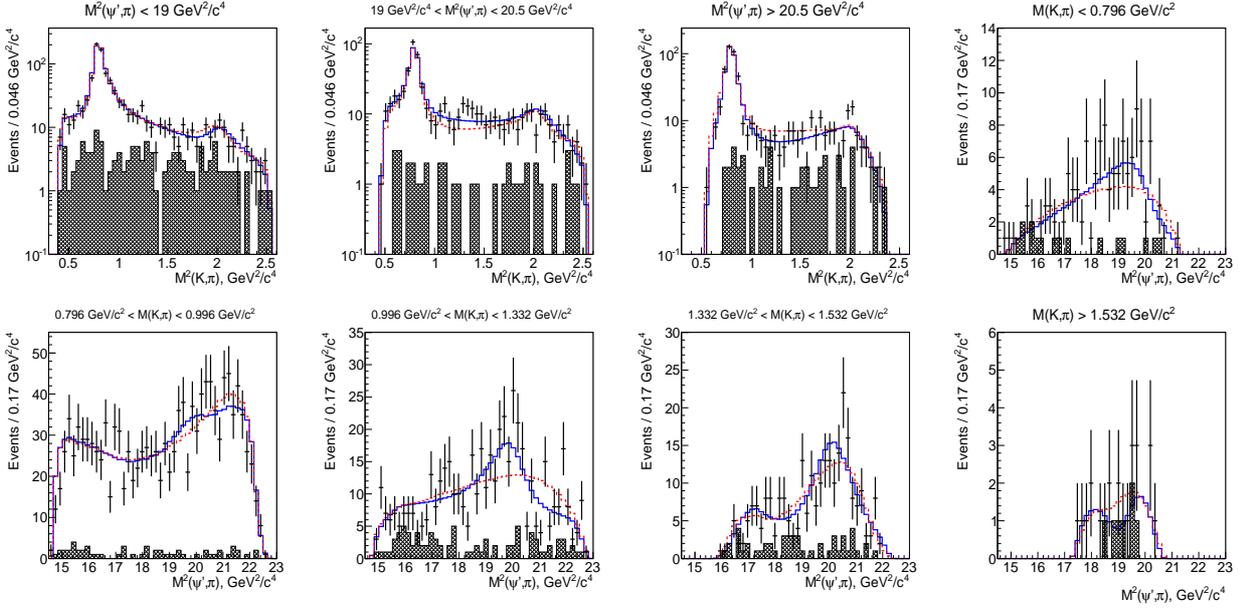


Рис. 3: Результаты подгонки с (сплошная линия) и без (штриховая линия) Z_c^+ ($J^P = 1^+$) в основной модели. Точки с ошибками - данные; заштрихованные гистограммы - контрольные области. Используемые области графика Далица определены на рис. 1.

их подгонка, и доверительный уровень определялся как доля псевдоэкспериментов, в которых значение χ^2 было большим, чем значение χ^2 в данных. Доверительный уровень гипотезы 1^+ оказался равным 15%. Значимости резонансов K^* показаны в табл. 2.

Также рассматривались другие модели амплитуды: модели без одного из незначимых резонансов K^* [$K^*(1410)$, $K_0^*(1430)$, $K^*(1680)$]; с добавлением нерезонансной S -, P - и D -волновой амплитуды в системе $K^+\pi^-$; с отпущенными параметрами r в формфакторах Блатта-Вайсскопфа; с отпущенными массами и ширинами резонансов K^* ; с амплитудой LASS [13] вместо амплитуды Брейта-Вигнера для $K_0^*(800)$ и с парциально-волновыми амплитудами вместо спиральных амплитуд. Для всех моделей значимость $Z_c(4430)^+$ с $J^P = 1^+$ больше или равна 5.2σ .

При исследовании модельной зависимости массы и ширины $Z_c(4430)^+$

Таблица 2: Относительные вклады и значимости всех резонансов в основной модели ($J^P = 1^+$).

Резонанс	Вклад	Значим.	Резонанс	Вклад	Значим.
$K_0^*(800)$	$(5.8 \pm 2.1)\%$	3.6σ	$K_2^*(1430)$	$(4.5 \pm 1.0)\%$	3.3σ
$K^*(892)$	$(63.8 \pm 2.6)\%$	43.1σ	$K^*(1680)$	$(4.4 \pm 1.9)\%$	1.0σ
$K^*(1410)$	$(4.3 \pm 2.3)\%$	0.6σ	$Z_c(4430)^+$	$(10.3^{+3.0}_{-3.5})\%$	6.4σ
$K_0^*(1430)$	$(1.1 \pm 1.4)\%$	1.6σ			

Таблица 3: Уровни исключения гипотез о квантовых числах $Z_c(4430)^+$.

Модель	0^-	1^-	2^-	2^+
Основная	4.7σ	6.3σ	6.5σ	8.2σ
Без $K^*(1410)$	6.4σ	7.2σ	7.7σ	9.2σ
Без $K_0^*(1430)$	5.0σ	4.1σ	8.9σ	8.9σ
Без $K^*(1680)$	7.1σ	8.2σ	10.0σ	11.1σ
С $K_3^*(1780)$	3.4σ	3.7σ	4.7σ	5.1σ
LASS	4.8σ	6.3σ	5.5σ	8.2σ
Парциально-волновые амплитуды	5.1σ	6.6σ	7.6σ	9.7σ
Свободные массы и ширины	4.8σ	6.0σ	6.3σ	7.4σ
Свободные r	5.5σ	5.7σ	6.5σ	7.3σ
Нерезонансная амплитуда (S)	3.9σ	5.0σ	6.1σ	8.4σ
Нерезонансная амплитуда (S,P)	3.4σ	5.0σ	6.2σ	6.2σ
Нерезонансная амплитуда (S,P,D)	3.8σ	4.8σ	5.2σ	5.2σ

максимальные отклонения массы и ширины $Z_c(4430)^+$ от их значений в основной модели рассматривались как полная систематическая ошибка, связанная с модельной зависимостью амплитуды. Такие ошибки составили $^{+27}_{-11}$ МэВ/ c^2 и $^{+24}_{-32}$ МэВ для массы и ширины соответственно. Ошибки, связанные с неопределённостью параметризации фона, оценивались при помощи варьирования параметров фона на $\pm 1\sigma$ (при этом остальные параметры варьировались в соответствии с коэффициентами корреляции) и составили $^{+2}_{-1}$ МэВ/ c^2 и $^{+3}_{-9}$ МэВ для массы и ширины соответственно. Полные систематические ошибки массы и ширины составили $^{+27}_{-11}$ МэВ/ c^2 и $^{+24}_{-33}$ МэВ соответственно.

Значимости исключения гипотез о квантовых числах $Z_c(4430)^+$ ($J^P = j^p$), отличных от 1^+ , вычислялись методом Монте-Карло. Для каждой модели амплитуды генерировались псевдоэксперименты в соответствии с резуль-

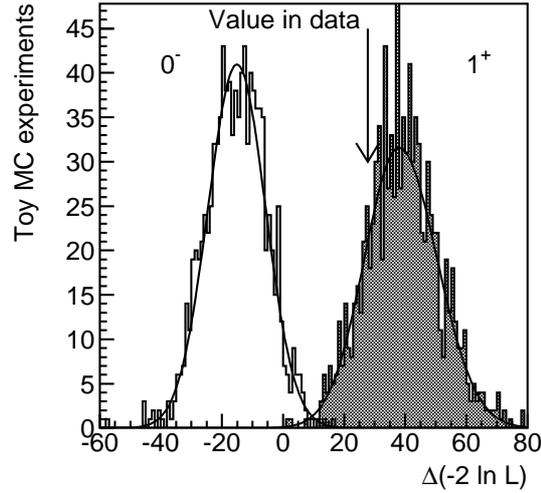


Рис. 4: Сравнение гипотез 0^- и 1^+ в основной модели. Гистограммы - распределения $\Delta(-2 \ln L)$ в численных экспериментах, в которых данные генерируются в соответствии с результатами подгонки с квантовыми числами 0^- (незаштрихованная гистограмма) и 1^+ (заштрихованная гистограмма). Значение $\Delta(-2 \ln L)$, наблюдаемое в данных, показано стрелкой.

татом подгонки с сигналом $Z_c(4430)^+$ с квантовыми числами j^p в данных. Затем производилась подгонка этих псевдоэкспериментов с двумя различными квантовыми числами $Z_c(4430)^+$ - j^p и 1^+ . Полученное распределение величины $\Delta(-2 \ln L) = (-2 \ln L)_{JP=j^p} - (-2 \ln L)_{JP=1^+}$ подгонялось асимметричной функцией Гаусса, и p -значение вычислялось как интеграл от функции, полученной в результате подгонки (нормированной на 1) от значения $\Delta(-2 \ln L)$ в данных до $+\infty$. Результаты показаны в табл. 3. Гипотезы 0^- , 1^- , 2^- и 2^+ исключены по сравнению с гипотезой 1^+ на уровне 3.4σ , 3.7σ , 4.7σ и 5.1σ соответственно с учётом систематических ошибок. Кроме этого, генерировались псевдоэксперименты в соответствии с результатом подгонки для гипотезы 1^+ и аналогичным образом вычислялись доверительные уровни гипотезы 1^+ . Минимальные доверительные уровни составили 9.7%, 9.3%, 27% и 25% для случаев сравнения с гипотезами 0^- , 1^- , 2^- и 2^+ , соответственно. Распределения $\Delta(-2 \ln L)$, используемые для сравнения гипотез 0^- и 1^+ , показаны на рис. 4.

Функция плотности сигнала, полученная из подгонки, использовалась для определения эффективности $\epsilon_0 = \int S(\Phi)\epsilon(\Phi)d\Phi / \int S(\Phi)d\Phi$, где $\epsilon(\Phi)$ - эффективность, зависящая от точки фазового пространства. Эффективность восстановления равна $(28.3 \pm 1.2)\%$. Ошибка включает неопре-

делённость эффективности восстановления треков (1.4%), ошибку, вызванную различием эффективности идентификационных ограничений в Монте-Карло и данных (3.8%), и ошибку, связанную с зависимостью от модели амплитуды (0.5%).

С использованием полученной эффективности и вероятностей распада $\psi(2S)$ по каналам e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ [10] была получена вероятность распада по каналу

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+) = (5.90 \pm 0.20 \pm 0.36) \times 10^{-4}.$$

При вычислении этой вероятности предполагалось, что $\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) = 0.5$. Систематическая ошибка включает ошибку эффективности, числа B -мезонов (1.4%), выхода сигнала (3.7%) и вероятности распада по каналу $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ (2.2% в предположении лептонной универсальности). Этот результат был объединён со значением той же вероятности распада, измеренной в канале $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ в работе [9], с учётом корреляций между источниками ошибок. Окончательный результат после объединения

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+) = (5.80 \pm 0.39) \times 10^{-4},$$

где ошибка включает как статистические, так и систематические неопределённости.

Относительный вклад резонанса R [$Z_c(4430)^+$ или одного из резонансов K^*] определяется как $f = \int S_R(\Phi)d\Phi / \int S(\Phi)d\Phi$, где $S_R(\Phi)$ - функция плотности сигнала, в которой все амплитуды, кроме амплитуды резонанса R , установлены в 0. Статистические ошибки относительных вкладов определялись при помощи подгонки распределения относительных вкладов в псевдоэкспериментах, сгенерированных в соответствии с результатом подгонки в данных, функцией Гаусса (стандартное отклонение считалось статистической ошибкой соответствующего относительного вклада). Результаты представлены в табл. 2.

С использованием относительного вклада $K^*(892)$ и объединённой вероятности распада $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+)$ была вычислена вероятность распада по каналу $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\bar{K}^*(892)$:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\bar{K}^*(892)) = (5.55_{-0.23}^{+0.22+0.41}_{-0.84}) \times 10^{-4}.$$

Систематическая ошибка включает ошибку вероятности распада $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$, а также зависимость относительного вклада $K^*(892)$ от модели

амплитуды $[(\begin{smallmatrix} +4.8 \\ -13.0 \end{smallmatrix})\%]$ и параметризации фона $[(\begin{smallmatrix} +0.8 \\ -5.5 \end{smallmatrix})\%]$. Также была вычислена доля $K^*(892)$ -мезонов с продольной поляризацией: $f_L = (45.5_{-2.9}^{+3.1+1.4})\%$.

Произведение вероятностей распада для $Z_c(4430)^+$ равно

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4430)^+ K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = (6.0_{-2.0}^{+1.7+2.5}) \times 10^{-5},$$

где систематическая ошибка, связанная с зависимостью от модели амплитуды, равна $(\begin{smallmatrix} +41.2 \\ -22.4 \end{smallmatrix})\%$ и систематическая ошибка, связанная с неопределённостью параметризации фона, равна $(\begin{smallmatrix} +3.1 \\ -3.5 \end{smallmatrix})\%$.

Измерение квантовых чисел состояния $Z_c(4430)^+$ закрыло модели, в которых оно рассматривается как S -волновая молекула с составом $D^*\bar{D}_1(2420)$ или $D^*\bar{D}_1(2430)$ (возможные квантовые числа в такой модели - 0^- , 1^- или 2^-) [14].

Успешное применение полного амплитудного анализа к распаду $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$ мотивировало применение разработанного метода к похожему каналу распада $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+$; этот анализ описан в **главе 4**. Основными задачами являлись поиск новых заряженных чармониеподобных состояний, распадающихся на $J/\psi\pi^+$, и поиск нового канала распада $Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$.

Отбирались распады $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+$, где J/ψ -мезон восстанавливался по распадам в e^+e^- и $\mu^+\mu^-$. Процедура отбора событий идентична описанной в главе 3 с заменой $\psi(2S)$ на J/ψ . Сигнальная область была определена как $|\Delta E| < 20$ МэВ, а контрольные области были определены как $40 \text{ МэВ} < |\Delta E| < 80 \text{ МэВ}$. Распределение по ΔE с отмеченными сигнальной и контрольными областями показано на рис. 5.

Для определения выходов сигнала и фона была выполнена подгонка распределения по ΔE суммой двух функций Гаусса, которые описывали сигнал, и многочлена второго порядка, который описывал фон. Полное число событий в сигнальной области - 31774, а число сигнальных событий, определённое из подгонки, равно $29990 \pm 190 \pm 50$. Систематическая ошибка была оценена при помощи изменения интервала подгонки по ΔE и порядка многочлена, описывающего фон.

График Далица для сигнальной области показан на рис. 5. На нём хорошо видны вертикальные полосы, связанные с рождением промежуточных резонансов $K^*(892)$ и $K_2^*(1430)$. На рисунке также показаны области, используемые для графического представления результатов.

Амплитуда распада $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+$ аналогична амплитуде распада $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$, которая описана в главе 3. Отличие состоит в том, что ос-

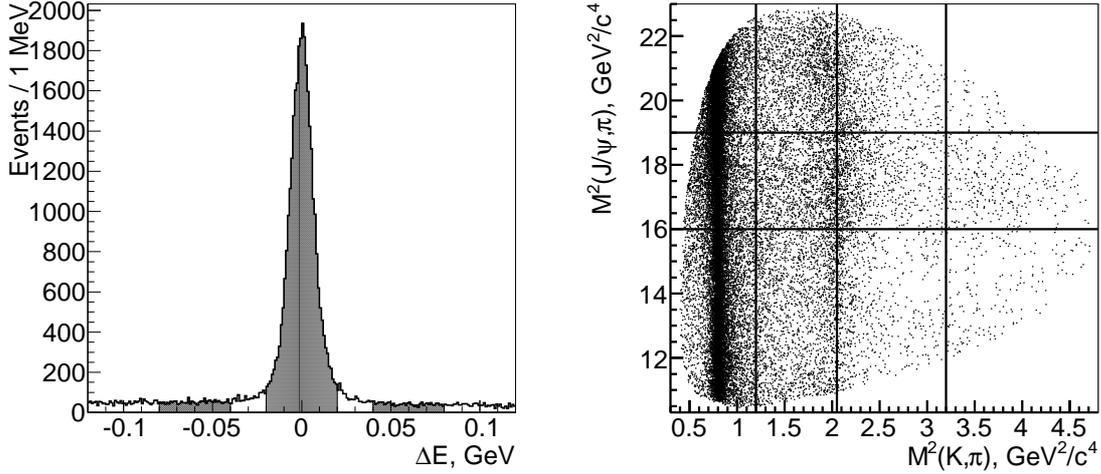


Рис. 5: Слева: распределение по ΔE ; сигнальная и контрольные области заштрихованы. Справа: График Далица для сигнальной области. Показаны области, используемые для представления результатов. Вертикальные деления расположены на $1.2 \text{ ГэВ}^2/c^4$, $(1.432 \text{ ГэВ}/c^2)^2 \approx 2.05 \text{ ГэВ}^2/c^4$ и $3.2 \text{ ГэВ}^2/c^4$. (второе деление выбрано на массе $K_2^*(1430)$, так как интерференция резонансов K^* и $Z_c(4200)^+$ меняется на этой массе). Горизонтальные деления расположены на $16 \text{ ГэВ}^2/c^4$ и $19 \text{ ГэВ}^2/c^4$.

новная модель включала большее количество резонансов K^* из-за большей доступной кинематической области (до $M_{K\pi} = 2183 \text{ МэВ}/c^2$). Основная модель включала вклады от резонансов $K_0^*(800)$, $K^*(892)$, $K^*(1410)$, $K_0^*(1430)$, $K_2^*(1430)$, $K^*(1680)$, $K_3^*(1780)$, $K_0^*(1950)$, $K_2^*(1980)$, $K_4^*(2045)$ и $Z_c(4430)^+$, а также выполнялся поиск дополнительных экзотических резонансов Z_c^+ . Форма фона является более сложной, чем в главе 3. Функция плотности фона включала вклады, описывающие гладкую часть фона и пикующиеся вклады: фон с $K^*(892)$ -мезонами и фон от распадов $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-)$, где один из π -мезонов неправильно идентифицирован как K .

Выполнялась небинированная подгонка методом максимума правдоподобия в четырёхмерном фазовом пространстве Φ . Массы и ширины резонансов K^* , были зафиксированы на их среднемировых значениях [10]. Масса M и ширина Γ состояния $Z_c(4430)^+$ были свободными параметрами, однако, известные масса M_0 и ширина Γ_0 использовались для ограничения отпущенных массы и ширины при помощи изменения $-2 \ln L \rightarrow -2 \ln L + \frac{(M-M_0)^2}{\sigma_{M_0}^2} + \frac{(\Gamma-\Gamma_0)^2}{\sigma_{\Gamma_0}^2}$, где σ_{M_0} и σ_{Γ_0} - ошибки M_0 и Γ_0 соответственно. Использовались значения массы и ширины $Z_c(4430)^+$, которые были получены в главе 3. Прочие детали процедуры подгонки те же, что и в главе 3.

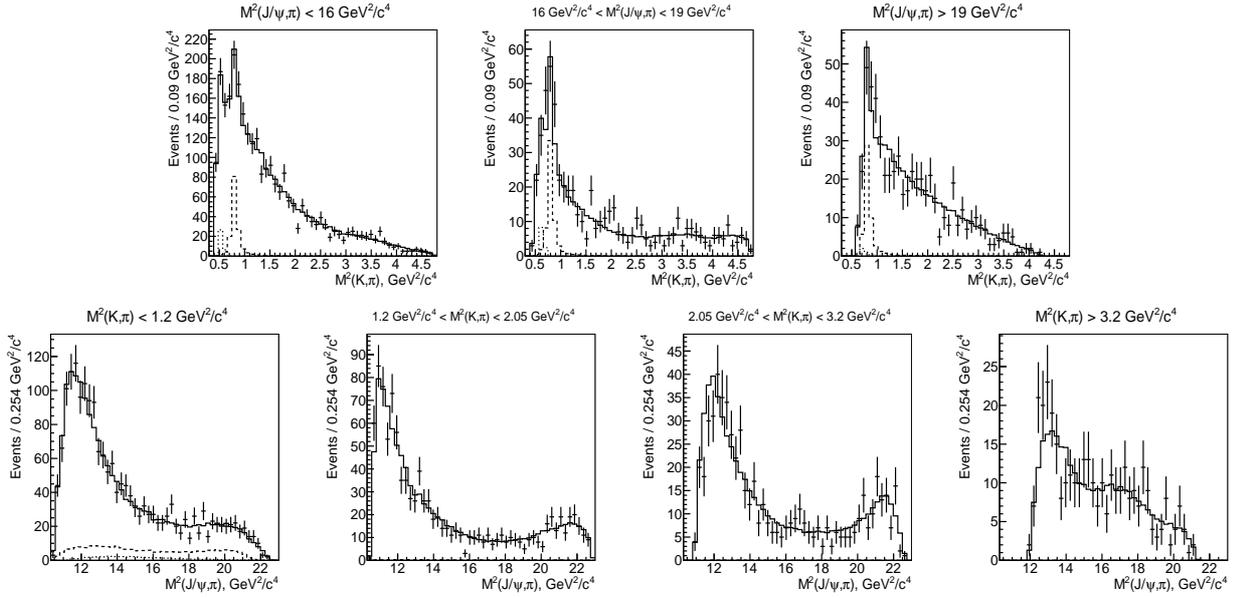


Рис. 6: Результаты подгонки фоновых событий. Сплошная линия - результат подгонки, штриховая линия - вклад $K^*(892)$, пунктирная линия - вклад распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Используемые области графика Далица определены на рис. 5.

Для вычисления значимости требуется знать распределение разницы между значениями $-2 \ln L$ в моделях с вкладом Z_c^+ и без него при условии, что в данных нет сигнала Z_c^+ . Теорема Вилкса [12] неприменима в случае поиска резонанса с произвольными массой и шириной. Глобальная значимость вычислялась при помощи подгонки распределения $\Delta(-2 \ln L)$ для псевдоэкспериментов, сгенерированных в соответствии с результатом подгонки без $Z_c(4200)^+$, функцией

$$g(\Delta) = CN \left(1 - \int_{\Delta}^{+\infty} \chi_n^2(x) dx\right)^{N-1} \chi_n^2(\Delta). \quad (5)$$

где C и N - параметры подгонки, n - число дополнительных свободных параметров. Распределение p -значения при больших Δ для этой функции согласуется с ожидаемым распределением, вычисленным в работе [15]. Значение параметра N оказалось равным 12.1 ± 0.4 .

Форма фона определялась при помощи небинированной подгонки данных из контрольных областей по ΔE методом максимума правдоподобия. Результаты подгонки фоновых событий показаны на рис. 6.

Выполнялся поиск нового резонанса Z_c^+ с произвольными массой и шириной и квантовыми числами $J^P = 0^-, 1^-, 1^+, 2^-$ или 2^+ . Результаты подгонки в основной модели показаны в табл. 4. Вилкс-значимость (значимость, вы-

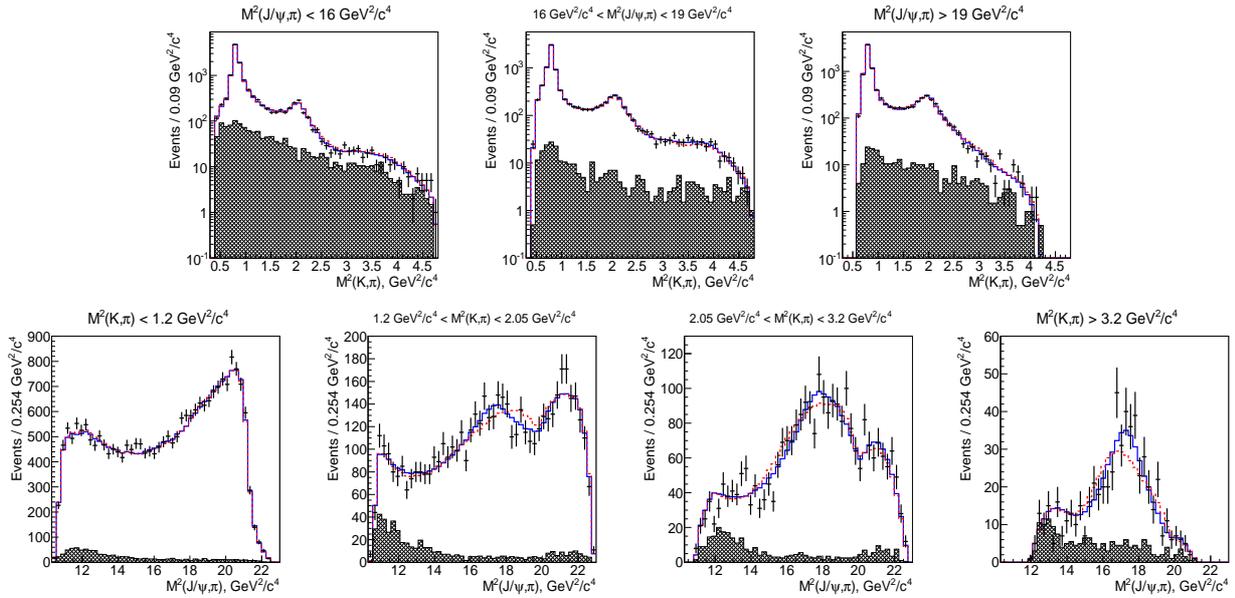


Рис. 7: Результаты подгонки с (сплошная линия) и без (штриховая линия) $Z_c(4200)^+$ ($J^P = 1^+$) в основной модели. Точки с ошибками - данные; заштрихованные гистограммы - контрольные области. Используемые области графика Далица определены на рис. 5.

численная по теореме Вилкса [12]) Z_c^+ с квантовыми числами $J^P = 1^+$ равна 8.2σ , а глобальная значимость равна 7.9σ (с учётом систематических ошибок - 6.2σ). Таким образом, было обнаружено новое состояние с $J^P = 1^+$, которое в дальнейшем будет называться $Z_c(4200)^+$. Также был обнаружен сигнал от $Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ с Вилкс-значимостью 5.1σ в основной модели; глобальная значимость $Z_c(4430)^+$ совпадала с Вилкс-значимостью. Значимость состояния $Z_c(4430)^+$ с учётом систематических ошибок была равна 4.0σ . Таким образом, было найдено указание на существование нового канала распада $Z_c(4430)^+$. Качество подгонки было проверено методом, аналогичным использованному в главе 3. Доверительный уровень для подгонки с $Z_c(4200)^+$ ($J^P = 1^+$) в основной модели оказался равным 13%; а доверительный уровень для подгонки без $Z_c(4200)^+$ - 1.8%. Значимости резонансов

Таблица 4: Результаты подгонки в основной модели: масса, ширина и Вилкс-значимость Z_c^+ . Приведены только статистические ошибки.

J^P	0^-	1^-	1^+	2^-	2^+
Масса, МэВ/ c^2	4318 ± 48	4315 ± 40	4196^{+31}_{-29}	4209 ± 14	4203 ± 24
Ширина, МэВ	720 ± 254	220 ± 80	370 ± 70	64 ± 18	121 ± 53
Значимость	3.9σ	2.3σ	8.2σ	3.9σ	1.9σ

Таблица 5: Относительные вклады и Вилкс-значимости всех резонансов в основной модели (квантовые числа $Z_c(4200)^+$ - $J^P = 1^+$).

Резонанс	Вклад	Значим.	Резонанс	Вклад	Значим.
$K_0^*(800)$	$(7.1_{-0.5}^{+0.7})\%$	22.5σ	$K_3^*(1780)$	$(0.2_{-0.1}^{+0.1})\%$	3.8σ
$K^*(892)$	$(69.0_{-0.5}^{+0.6})\%$	166.4σ	$K_0^*(1950)$	$(0.1_{-0.1}^{+0.1})\%$	1.2σ
$K^*(1410)$	$(0.3_{-0.1}^{+0.2})\%$	4.1σ	$K_2^*(1980)$	$(0.4_{-0.1}^{+0.1})\%$	5.3σ
$K_0^*(1430)$	$(5.9_{-0.4}^{+0.6})\%$	22.0σ	$K_4^*(2045)$	$(0.2_{-0.1}^{+0.1})\%$	3.8σ
$K_2^*(1430)$	$(6.3_{-0.4}^{+0.3})\%$	23.5σ	$Z_c(4430)^+$	$(0.5_{-0.1}^{+0.4})\%$	5.1σ
$K^*(1680)$	$(0.3_{-0.1}^{+0.2})\%$	2.7σ	$Z_c(4200)^+$	$(1.9_{-0.5}^{+0.7})\%$	8.2σ

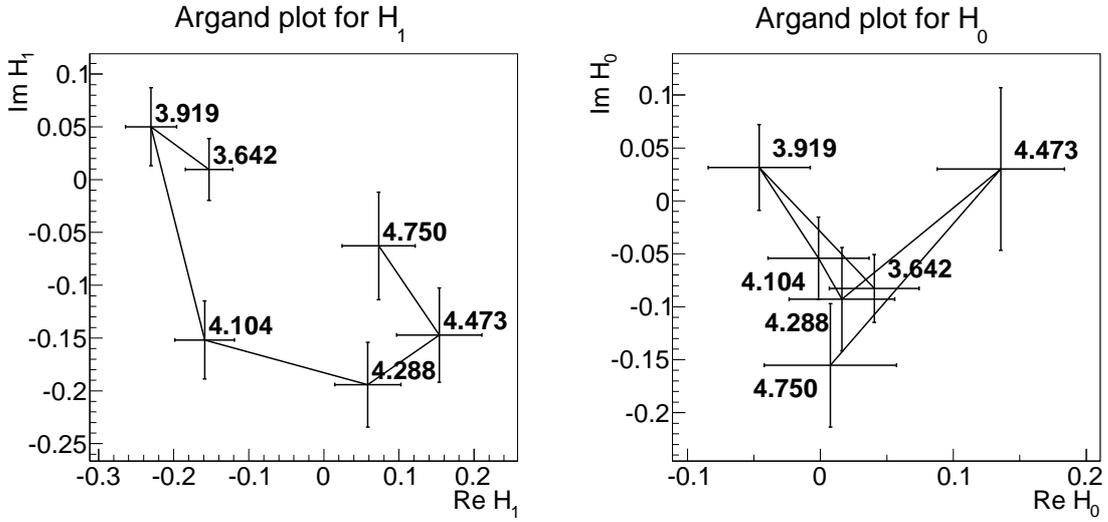


Рис. 8: Графики Аргана для спиральных амплитуд $Z_c(4200)^+$. Центральные значения массы для бинов (в $\text{ГэВ}/c^2$) указаны около точек.

K^* показаны в табл. 5. Проекция результатов подгонки на оси $M_{K\pi}^2$ и $M_{J/\psi\pi}^2$ для моделей с $Z_c(4200)^+$ ($J^P = 1^+$) и без $Z_c(4200)^+$ показаны на рис. 7.

Также была выполнена подгонка, при которой амплитуда Брейта-Вигнера для $Z_c(4200)^+$ заменялась на комбинацию постоянных амплитуд в 6 бинах. Использовались два независимых набора постоянных амплитуд, которые представляли две спиральные амплитуды $Z_c(4200)^+$, H_0 и H_1 . Эти два набора амплитуд измерялись одновременно. Результаты показаны на рис. 8. На графике Аргана для H_1 хорошо видно изменение модуля и фазы спиральной амплитуды, которое соответствует ожидаемому изменению для резонанса. На графике Аргана для H_0 относительные ошибки амплитуд гораздо больше, из-за чего из этого графика нельзя сделать каких-либо выводов.

Было проверено, что сигнал $Z_c(4200)^+$ не может быть объяснён резонанс-

Таблица 6: Модельная зависимость Вилкс-значимости $Z_c(4200)^+$.

Модель	0^-	1^-	1^+	2^-	2^+
Без $K^*(1680)$	3.2σ	3.1σ	8.4σ	3.7σ	1.9σ
Без $K_0^*(1950)$	3.6σ	2.8σ	8.6σ	5.0σ	2.6σ
LASS	3.8σ	1.0σ	6.6σ	5.2σ	2.3σ
Свободные массы и ширины	2.4σ	1.6σ	7.3σ	4.6σ	1.9σ
Свободные r	5.0σ	2.6σ	8.4σ	4.5σ	0.9σ
Нерезонансная амплитуда (S)	3.8σ	2.9σ	7.9σ	4.1σ	2.0σ
Нерезонансная амплитуда (S,P)	3.7σ	2.4σ	7.7σ	3.7σ	1.4σ
Нерезонансная амплитуда (S,P,D)	4.1σ	2.3σ	7.7σ	3.8σ	1.3σ

сом в системе $J/\psi K^-$. Для этого производилась подгонка с добавленным резонансом в системе $J/\psi K^-$ (вместо $Z_c(4200)^+$); значимого сигнала найдено не было. Гипотеза о существовании резонанса в системе $J/\psi \pi^+$ предпочитается по сравнению с гипотезой о существовании резонанса в системе $J/\psi K^-$ на уровне 7.4σ .

Также были рассмотрены другие модели амплитуды: без одного из незначимых резонансов K^* [$K^*(1680)$, $K_0^*(1950)$]; с добавлением нерезонансной S -, P - и D -волновой амплитуды в системе $K^- \pi^+$; с отпущенными параметрами r в формфакторах Блатта-Вайскопфа; с отпущенными массами и ширинами резонансов K^* и с амплитудой LASS [13] вместо амплитуды Брейта-Вигнера для $K_0^*(800)$. Значимость $Z_c(4200)^+$ для всех моделей, кроме основной, приведена в табл. 6. Минимальная Вилкс-значимость для гипотезы 1^+ равна 6.6σ ; соответствующая глобальная значимость равна 6.2σ .

При изучении модельной зависимости массы и ширины $Z_c(4200)^+$ их максимальные отклонения от значений в основной модели считались систематическими ошибками, связанными с зависимостью от модели амплитуды. Такие ошибки составили $_{-13}^{+17}$ МэВ/ c^2 и $_{-132}^{+70}$ МэВ для массы и ширины соответственно. Ошибки, связанные с неопределённостью параметризации фона, были оценены при помощи варьирования параметров фона на $\pm 1\sigma$ (при этом остальные параметры варьировались в соответствии с коэффициентами корреляции) и оказались пренебрежимо малыми по сравнению с ошибками, связанными с зависимостью от модели амплитуды.

Значимости исключения гипотез о квантовых числах $Z_c(4430)^+$ ($j^p = 0^+, 1^-, 2^-, 2^+$) в основной модели были вычислены методом Монте-Карло. При этом использовалась та же процедура, что и в главе 3. Для моделей,

Таблица 7: Уровни исключения гипотез о квантовых числах $Z_c(4200)^+$ и доверительные уровни гипотезы 1^+ в основной модели.

j^p	Значимость 1^+ по сравнению с j^p		Доверительный уровень 1^+
	МС	$\sqrt{\Delta(-2 \ln L)}$	
0^-	8.6σ	7.9σ	26%
1^-	9.8σ	8.7σ	48%
2^-	8.8σ	7.6σ	40%
2^+	10.6σ	8.8σ	42%

Таблица 8: Уровни исключения гипотез о квантовых числах $Z_c(4200)^+$.

Модель	0^-	1^-	2^-	2^+
Без $K^*(1680)$	8.5σ	8.5σ	8.0σ	9.0σ
Без $K_0^*(1950)$	8.4σ	8.8σ	7.3σ	8.9σ
LASS	6.1σ	7.4σ	4.4σ	7.0σ
Свободные массы и ширины	7.6σ	7.9σ	5.9σ	7.8σ
Свободные r	7.4σ	8.7σ	7.5σ	9.2σ
Нерезонансная амплитуда (S)	7.6σ	8.1σ	7.2σ	8.5σ
Нерезонансная амплитуда (S,P)	7.4σ	8.1σ	7.2σ	8.4σ
Нерезонансная амплитуда (S,P,D)	7.2σ	8.1σ	7.1σ	8.4σ

отличных от основной, значимость гипотезы 1^+ по сравнению с гипотезой j^p оценивалась как $\sqrt{\Delta(-2 \ln L)}$. Сравнение двух методов для основной модели приведено в табл. 7. Вычисление значимости по формуле приводит к меньшим значениям, чем вычисление через псевдоэксперименты, и, таким образом, даёт консервативную оценку значимости. Результаты для всех моделей приведены в табл. 8. Гипотезы 0^- , 1^- , 2^- , 2^+ исключены на уровне 6.1σ , 7.4σ , 4.4σ и 7.0σ соответственно.

Был выполнен поиск состояния $Z_c(3900)^+$ с использованием модели амплитуды с $Z_c(4200)^+$ ($J^P = 1^+$) в качестве нулевой гипотезы. Рассматривались все возможные квантовые числа с $J \leq 2$. Масса и ширина $Z_c(3900)^+$ были ограничены аналогично параметрам $Z_c(4430)^+$. Значимого сигнала $Z_c(3900)^+$ не было обнаружено: для гипотез $J^P = 0^-$, 1^- , 1^+ , 2^- и 2^+ значимость составила 2.4σ , 1.1σ , 0.1σ , $< 0.1\sigma$ и 0.2σ соответственно.

Эффективность восстановления была равной $(28.4 \pm 1.1)\%$. Относительная ошибка эффективности включала неопределённость эффективности восстановления треков (1.4%), ошибку, вызванную различием эффективности

идентификационных ограничений в Монте-Карло и данных (3.8%), и ошибку, связанную с зависимостью от модели амплитуды (0.3%).

С использованием полученной эффективности и вероятностей распада J/ψ [10] была вычислена вероятность распада по каналу

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+) = (1.15 \pm 0.01 \pm 0.05) \times 10^{-3}.$$

При вычислении этой вероятности предполагалось, что $\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0) = 0.5$. Систематическая ошибка включает ошибку эффективности, числа B -мезонов (1.4%), выхода сигнала (0.3%) и вероятностей распада J/ψ (1.0%).

Статистические ошибки относительных вкладов определялись при помощи подгонки распределения относительных вкладов в псевдоэкспериментах, сгенерированных в соответствии с результатом подгонки в данных, асимметричной функцией Гаусса (стандартные отклонения считались статистическими ошибками соответствующего относительного вклада). Распределения относительных вкладов в псевдоэкспериментах находятся в хорошем согласии с подгоночной функцией для всех резонансов, кроме $K^*(892)$. Для $K^*(892)$ положение пика было отпущено и разница между полученным относительным вкладом и относительным вкладом в данных считалась дополнительной систематической ошибкой из-за сдвига в процессе подгонки. Результаты представлены в табл. 5.

С использованием относительного вклада $K^*(892)$ и вероятности распада по каналу $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$ была вычислена вероятность распада

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^*(892)) = (1.19 \pm 0.01 \pm 0.08) \times 10^{-3}.$$

Систематическая ошибка включает вклады от тех же источников, что и ошибка вероятности распада по каналу $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$, сдвига в процессе подгонки для относительного вклада $K^*(892)$ (-0.6%) и зависимости относительного вклада $K^*(892)$ от модели амплитуды [$(\begin{smallmatrix} +1.5 \\ -2.0 \end{smallmatrix})\%$].

Произведения вероятностей распадов для $Z_c(4430)^+$ и $Z_c(4200)^+$ равны

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4430)^+ K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi \pi^+) = (5.4_{-1.0}^{+4.0+1.1}) \times 10^{-6},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4200)^+ K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(4200)^+ \rightarrow J/\psi \pi^+) = (2.2_{-0.5}^{+0.7+1.1}) \times 10^{-5},$$

где систематическая ошибка, связанная с зависимостью от модели амплитуды, равна $(\begin{smallmatrix} +19.9 \\ -14.9 \end{smallmatrix})\%$ и $(\begin{smallmatrix} +49.0 \\ -26.7 \end{smallmatrix})\%$ соответственно.

При определении произведения вероятностей распада для $Z_c(3900)^+$ считалось, что его квантовые числа равны $J^P = 1^+$ в соответствии с результатом углового анализа, выполненного коллаборацией BESIII в канале распада

$D\bar{D}^*$ [16]. Верхний предел на произведение вероятностей распадов равен

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(3900)^+ K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(3900)^+ \rightarrow J/\psi \pi^+) < 9 \times 10^{-7} \text{ (90\% CL)}.$$

Теоретически состояние $Z_c(4200)^+$ может быть проинтерпретировано как тетракварк (см., например, [17]). Отсутствие близких порогов, для которых у соответствующей комбинации D -мезонов возможны квантовые числа 1^+ в S -волне, затрудняет интерпретацию $Z_c(4200)^+$ как молекулярного состояния; для близких порогов (например, $D\bar{D}_1(2420)$) квантовые числа 1^+ возможны в P -волне.

Разработанная методика полного амплитудного анализа может быть применена для измерения или уточнения квантовых чисел других чармониеподобных состояний, рождающихся в распадах B -мезонов, таких как $X(3915)$ в $B \rightarrow J/\psi \omega K$ и $Z_c(4050)^+$, $Z_c(4250)^+$ в $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} K^- \pi^+$. Представляет интерес также амплитудный анализ распадов на D -мезоны ($B \rightarrow D\bar{D}K$, $B \rightarrow D_s^+ \bar{D}_s^- K$) для поиска новых каналов распада чармониеподобных состояний.

Можно надеяться, что детальное измерение свойств чармониеподобных состояний даст понимание их природы, что, в свою очередь, приблизит нас к пониманию сильных взаимодействий в непертурбативном режиме.

В **заключении** ещё раз перечислены основные результаты работы:

1. Измерены квантовые числа $Z_c(4430)^+$: $J^P = 1^+$. Другие гипотезы: 0^- , 1^- , 2^- и 2^+ исключены на уровне 3.4σ , 3.7σ , 4.7σ и 5.1σ соответственно.
2. Измерены значения массы и ширины состояния $Z_c(4430)^+$: $M = 4485_{-22}^{+22+28}$ МэВ/ c^2 , $\Gamma = 200_{-46}^{+41+26}$ МэВ.
3. Измерены вероятности распада (в процессе $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^- \pi^+$):

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K^- \pi^+) = (5.80 \pm 0.39) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\bar{K}^*(892)) = (5.55_{-0.23}^{+0.22+0.41}) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4430)^+ K^-) \mathcal{B}(Z_c(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = (6.0_{-2.0}^{+1.7+2.5}) \times 10^{-5}.$$

4. Обнаружено новое заряженное чармониеподобное состояние $Z_c(4200)^+$, распадающееся на $J/\psi \pi^+$.
5. Измерены квантовые числа $Z_c(4200)^+$: $J^P = 1^+$. Другие гипотезы: 0^- , 1^- , 2^- и 2^+ исключены на уровне 6.1σ , 7.4σ , 4.4σ и 7.0σ соответственно.
6. Измерены масса и ширина $Z_c(4200)^+$: $M = 4196_{-29}^{+31+17}$ МэВ/ c^2 , $\Gamma = 370_{-70}^{+70+70}$ МэВ.

7. Измерены спиральные амплитуды $Z_c(4200)^+$ (в шести бинах по инвариантной массе $J/\psi\pi^+$), проверено соответствие их изменения в зависимости от массы с ожидаемой зависимостью для резонанса.
8. Найдено указание на существование канала распада $Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$.
9. Измерены вероятности распада (в процессе $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$):

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+) = (1.15 \pm 0.01 \pm 0.05) \times 10^{-3},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^*(892)) = (1.19 \pm 0.01 \pm 0.08) \times 10^{-3},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4430)^+ K^-) \mathcal{B}(Z_c(4430)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+) = (5.4_{-1.0-0.9}^{+4.0+1.1}) \times 10^{-6},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(4200)^+ K^-) \mathcal{B}(Z_c(4200)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+) = (2.2_{-0.5-0.6}^{+0.7+1.1}) \times 10^{-5}.$$
10. Произведён поиск рождения состояния $Z_c(3900)^+$ в распаде $B^0 \rightarrow Z_c(3900)^+ K^-$, поставлен верхний предел на произведение вероятностей распада

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow Z_c(3900)^+ K^-) \times \mathcal{B}(Z_c(3900)^+ \rightarrow J/\psi\pi^+) < 9 \times 10^{-7} \text{ (90\% CL)}.$$
11. Разработана параметризация функции глобальной значимости новых состояний с произвольными массой и шириной.

Публикации автора по теме диссертации

- [1] K. Chilikin *et al.* [Belle Collaboration], “*Experimental constraints on the spin and parity of the $Z(4430)^+$* ,” Phys. Rev. D **88**, no. 7, 074026 (2013).
- [2] K. Chilikin *et al.* [Belle Collaboration], “*Observation of a new charged charmoniumlike state in $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$ decays*,” Phys. Rev. D **90**, no. 11, 112009 (2014).
- [3] K. Chilikin [Belle Collaboration], “*Recent results on quarkonium(-like) states at Belle*,” Proceedings, 49th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions : La Thuile, Italy, March 22-29, 2014, p.115-118 [arXiv:1410.1685 [hep-ex]].

Список литературы

- [4] N. Brambilla *et al.*, “*QCD and Strongly Coupled Gauge Theories: Challenges and Perspectives*,” Eur. Phys. J. C **74**, no. 10, 2981 (2014).

- [5] S. K. Choi *et al.* [Belle Collaboration], “*Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays,*” *Phys. Rev. Lett.* **91**, 262001 (2003).
- [6] S. Prelovsek, “*Exotic and conventional mesons from lattice,*” *EPJ Web Conf.* **81**, 01014 (2014).
- [7] S. K. Choi *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**, 142001 (2008).
- [8] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “*Search for the $Z(4430)^-$ at BABAR,*” *Phys. Rev. D* **79**, 112001 (2009).
- [9] 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).
- [10] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “*Review of Particle Physics (RPP),*” *Phys. Rev. D* **86**, 010001 (2012).
- [11] A. Garmash *et al.* [BELLE Collaboration], “*Dalitz analysis of the three-body charmless decays $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ and $B^+ \rightarrow K^+ K^+ K^-$,*” *Phys. Rev. D* **71**, 092003 (2005).
- [12] S. S. Wilks, “*The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses,*” *Annals Math. Statist.* **9**, no. 1, 60 (1938).
- [13] D. Aston *et al.*, “*A Study of $K^- \pi^+$ Scattering in the Reaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ n$ at 11 GeV/c,*” *Nucl. Phys. B* **296**, 493 (1988).
- [14] M. Nielsen, F. S. Navarra and S. H. Lee, *Phys. Rept.* **497**, 41 (2010).
- [15] R. J. Adler and J. E. Taylor, “*Random fields and geometry,*” Springer Monographs in Mathematics (2007). ISBN: 978-0-387-48112-8.
- [16] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], “*Observation of a charged $(D\bar{D}^*)^\pm$ mass peak in $e^+e^- \rightarrow \pi D\bar{D}^*$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV,*” *Phys. Rev. Lett.* **112**, no. 2, 022001 (2014).
- [17] L. Zhao, W. Z. Deng and S. L. Zhu, “*Hidden-Charm Tetraquarks and Charged Z_c States,*” *Phys. Rev. D* **90**, no. 9, 094031 (2014).