

На правах рукописи

ВИНОКУРОВА Анна Николаевна

**ИЗУЧЕНИЕ ЧАРМОНИЕВ И ЧАРМОНИЕПОДОБНЫХ
СОСТОЯНИЙ В РАСПАДАХ B -МЕЗОНОВ
С ДЕТЕКТОРОМ BELLE**

**01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц**

АВТОРЕФЕРАТ

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Новосибирск – 2015

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

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

ЭЙДЕЛЬМАН – доктор физико-математических наук,
Семен Исаакович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск.

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

ЖЕМЧУГОВ – кандидат физико-математических наук,
Алексей Сергеевич Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, начальник научно-экспериментального отдела встречных пучков Лаборатории ядерных проблем.

КИСЕЛЕВ – доктор физико-математических наук,
Валерий Валерьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение «Государственный научный центр Российской Федерации - Институт физики высоких энергий» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», г. Протвино, г.н.с. отдела теоретической физики.

ВЕДУЩАЯ – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Государственный научный центр Российской Федерации - Институт теоретической и экспериментальной физики» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», г. Москва.

Защита диссертации состоится «_____» _____ 2015 г. в «_____» часов на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Адрес: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан «_____» _____ 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук, профессор

В.С. Фадин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Чармонием называют связанное состояние c - и \bar{c} -кварков, по аналогии с позитронием, являющимся связанным состоянием электрона и позитрона. Кроме формального сходства эти состояния обладают похожими спектроскопией и динамикой распадов. Если позитроний служит лабораторией по проверке квантовой электродинамики, то чармоний дает возможность исследовать свойства сильного взаимодействия (то есть квантовой хромодинамики, КХД). Ввиду неабелевости лагранжиана КХД и взаимодействия глюонов константа сильного взаимодействия растет с расстоянием. Это приводит к невозможности использования теории возмущений на больших расстояниях. Поскольку масса c -кварков относительно большая и размер кваркония меньше радиуса конфайнмента, пертурбативные эффекты на малых расстояниях описываются более надежно для чармония, чем для адронов, состоящих из легких кварков. Кроме того, чармоний также может служить для проверки непертурбативных моделей в КХД.

В 2002 г. началась новая эра в физике чармония. Благодаря данным с B -фабрик было открыто более десяти новых состояний, содержащих $c\bar{c}$ -пару, и только два из них идентифицированы как стандартные состояния чармония. Свойства остальных открытых состояний плохо согласуются с ожидаемыми в $c\bar{c}$ -модели. Такие состояния принято называть чармониеподобными, чтобы подчеркнуть обязательное присутствие $c\bar{c}$ -пары. Обнаружение и изучение чармониеподобных состояний является на данный момент одним из основных направлений в исследовании физики чарма.

Цель работы состояла в следующем:

- Изучение распада $B^\pm \rightarrow K^\pm (K_S^0 K \pi)^0$ и измерение параметров промежуточных резонансов η_c и $\eta_c(2S)$.
- Изучение распадов $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c + \text{адроны}$ и поиск в них промежуточных чармониеподобных состояний.

Личный вклад автора

Изложенные в работе результаты получены автором лично либо при его определяющем вкладе.

Научная и практическая ценность

Полученные при изучении распада $B^\pm \rightarrow K^\pm (K_S^0 K \pi)^0$ массы и ширины η_c - и $\eta_c(2S)$ -мезонов позволили уточнить значения этих величин, а также объяснить имеющиеся расхождения между предыдущими результатами измерений. Процедура учета интерференции сигнала и нерезонансного фона, предложенная в данном анализе, может быть использована и для изучения других видов распадов. Эта процедура позволяет учитывать интерференцию без каких-либо дополнительных условий на фазу или амплитуду интерференции.

Имеющийся набор данных эксперимента Belle позволяет лишь установить верхние пределы на произведение относительных вероятностей рождения и распада исследуемых в данной работе экзотических состояний. Однако разработанная процедура анализа распадов вида $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c + \text{адроны}$ может быть проведена с использованием значительно большего набора данных с предстоящего эксперимента Belle II.

Был разработан алгоритм проверки формы сигнала, который может быть использован для тестирования электроники с экспериментальных установок, аналогичных детектору Belle II.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Измерение масс и ширин η_c и $\eta_c(2S)$, а также произведений относительных вероятностей $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c) \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ и $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c(2S)) \times \mathcal{B}(\eta_c(2S) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ с учетом интерференции сигнала с нерезонансным фоном.
2. Установление верхних пределов на произведения относительных вероятностей рождения и распада экзотических промежуточных состояний в распадах $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c \pi^+ \pi^-$, $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c \omega$, $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c \eta$ и $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c \pi^0$.
3. Разработка алгоритма и создание пакета программ для измерения формы сигнала с усилителя-формирователя для модернизированного калориметра детектора Belle II.

Апробация работы

Материалы, изложенные в диссертации, докладывались автором на научных семинарах в ИЯФ СО РАН, ИТЭФ (Москва) и КЕК (Цукуба, Япония), а также на международных конференциях Young Researchers

Workshop: Physics Challenges in the LHC Era (Фраскати, Италия, 2009), XXIst International Europhysics Conference on High Energy Physics (Гренобль, Франция, 2011), 17th High Energy Physics International Conference on Quantum Chromodynamics (Монпелье, Франция, 2014) и The 7th International Workshop on Charm Physics (Детройт, США, 2015).

Часть материалов, изложенных в диссертации, неоднократно докладывалась соавторами на международных конференциях. Основные результаты опубликованы в статьях 1 – 6.

Структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Объем диссертации составляет 126 страниц, включая 41 рисунок и 19 таблиц. Список литературы включает в себя 90 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении описывается актуальность работы и формулируется предмет исследования.

Первая глава представляет собой обзор теоретических моделей и экспериментальных результатов, относящихся к рассматриваемым чармониям и чармониеподобным состояниям.

Во второй главе приводится описание коллайдера КЕКВ и рассматривается устройство детектора Belle. Кроме того, освещается проект модернизации коллайдера до установки SuperKEKB с более высокой светимостью. Для работы в новых фоновых условиях детектор и, в частности, калориметр также нуждаются в модернизации. В новом детекторе Belle II для всего калориметра производится модификация электроники. Основной идеей модернизации является уменьшение времени формирования и использование непрерывной оцифровки данных с последующей цифровой обработкой с целью восстановления амплитуды и формы сигнала. Эта процедура позволит уменьшить шумы наложения, а использование временной информации – подавить фоновые высокоэнергетичные кластеры. В рамках модернизации были разработаны новые модули усилителей-формирователей. При массовом производстве модулей перед установкой их на калориметр Belle II необходимо провести проверку всех функций и параметров. Для этого сотрудниками ИЯФ СО РАН был

разработан испытательный стенд на основе модулей коллектора и FАM (FADC Analog Module). В данной работе была разработана процедура проверки формы сигнала усилителя-формирователя, проводимой на испытательном стенде. Она была использована для проверки ≈ 600 плат. По итогам проверки около 20% плат были отправлены назад производителю для улучшения их качества.

Третья глава рассказывает об определении параметров η_c - и $\eta_c(2S)$ -мезонов в распадах $B^\pm \rightarrow K^\pm(K_S^0 K \pi)^0$ с детектором Belle на основе данных, содержащих 535×10^6 пар B -мезонов.

На основе анализа моделирования сигнального процесса определяют оптимальные условия отбора и соответствующие им эффективности регистрации. Данные могут содержать события, имеющие то же самое конечное состояние, что и резонансный распад, но без промежуточного резонанса чармония. Вклад таких событий мы называем нерезонансной амплитудой. Так как конечное состояние в обоих случаях одинаково, эти амплитуды интерферируют. Если конечные частицы формируют узкие резонансы, такие как D -, D_s - и ϕ -мезоны, такие события можно легко исключить из анализа при помощи наложения условий на инвариантные массы конечных частиц. Несмотря на это, модельная неопределенность числа сигнальных событий, вызванная интерференцией, составляет более 50%. Чтобы уменьшить эту неопределенность, нужно выделить часть нерезонансной амплитуды, для которой выражение, описывающее интерференцию с сигналом, зануляется после интегрирования по всем переменным распада. Чтобы выделить часть амплитуды, ортогональную сигнальной, нужно выбрать такие переменные, описывающие распад, распределения по которым отличались бы в сигнальной и внесигнальной областях по массе чармония.

Первая переменная – это инвариантная масса $K_S^0 K \pi$. Распределение по $M(K_S^0 K \pi)$ в области от 2.5 до 4 ГэВ/ c^2 содержит четыре пика, соответствующие рождению η_c , J/ψ , χ_{c1} и $\eta_c(2S)$ (см. рис. 1). Вдобавок к этим пикам существует нерезонансный фон, интерферирующий с сигналами η_c и $\eta_c(2S)$. К сожалению, одна лишь форма одномерного распределения по инвариантной массе не позволяет получить вклад интерференции.

Другая переменная, которая может быть использована для разделения амплитуд, это $\cos \theta$, угла между K_S^0 и K -мезоном из распада $\eta_c/\eta_c(2S)$ в системе покоя чармония. Так как η_c и $\eta_c(2S)$ являются псевдоскалярами ($J^P = 0^-$), мы ожидаем равномерное распределение по $\cos \theta$. На рис. 2 показаны распределения по $\cos \theta$ для сигнальных и внесигнальных областей распадов η_c и $\eta_c(2S)$ после вычитания комбинаторного фона. Видно,

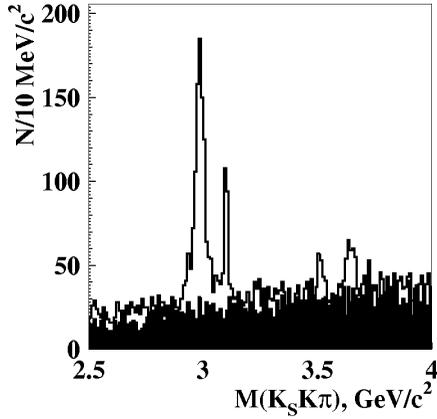


Рис. 1. Сигнальное распределение по инвариантной массе $K_S^0 K \pi$ в распаде $B^\pm \rightarrow K^\pm (K_S^0 K \pi)^0$. Можно видеть состояния чармония η_c , J/ψ , χ_{c1} и $\eta_c(2S)$ (в порядке возрастания массы). Сплошная гистограмма демонстрирует комбинаторный фон.

что внесигнальные распределения содержат вклады от угловых волн более высоких порядков. Использование суммы амплитуд S -, P - и D -волн дает хорошую аппроксимацию распределений. Сигнальная область также содержит нерезонансный вклад, но, в основном, состоит из событий рождения чармония, поэтому вклад S -волны в этом случае будет преобладать. Разложение нерезонансного вклада на S -, P - и D -волны позволяет уменьшить неопределенность, возникающую из-за интерференции.

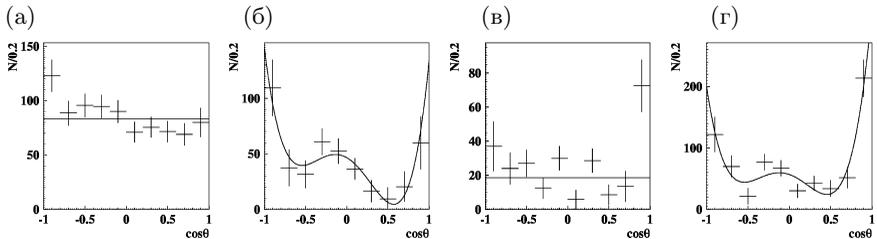


Рис. 2. Аппроксимация сигнального распределения по $\cos \theta$ S -волной (а), а внесигнального распределения – S -, P - и D -волнами (б) в случае распада η_c и (в,г) в случае распада $\eta_c(2S)$ соответственно после вычитания комбинаторного фона

Таким образом, мы анализируем двумерную гистограмму $M(K_S^0 K \pi) - \cos \theta$, предполагая что нерезонансная амплитуда имеет одинаковую угловую зависимость в пределах массовых интервалов (2.5 – 3.46) и (3.14 – 4.06) ГэВ/ c^2 . В распределении по $M(K_S^0 K \pi)$, кроме фона и интересующих нас чармониев, присутствуют пики от резонансов J/ψ и χ_{c1} . Учет этих пиков в подгонке требует изучения динамики распадов и соответствующих угловых зависимостей. Однако, поскольку эти резонансы имеют малую ширину, было решено удалить их из подгонки. Для этого исключаются области, близкие к J/ψ -мезону ((3.07 – 3.13) ГэВ/ c^2) и χ_{c1} -мезону ((3.48 – 3.54) ГэВ/ c^2).

Подгоночная функция может быть представлена в виде квадрата модуля суммы сигнальной и нерезонансной амплитуд, проинтегрированного по всем переменным кроме $M(K_S^0 K \pi)$ и $\cos \theta$:

$$F(s, x) = \int \int \int \int_{x-\frac{\delta}{2}}^{x+\frac{\delta}{2}} \int_{s-\frac{\Delta}{2}}^{s+\frac{\Delta}{2}} (1 + \varepsilon_1 x' + \varepsilon_2 x'^2) \cdot \left| \left(\frac{\sqrt{N}}{s' - M^2 + iM\Gamma} A_\eta(q_1^2, q_2^2) + \alpha A_S(q_1^2, q_2^2) \right) S(x') + \beta A_P(q_1^2, q_2^2) P(x') + \gamma A_D(q_1^2, q_2^2) D(x') \right|^2 ds' dx' dq_1^2 dq_2^2 d\phi, \quad (1)$$

где $x = \cos \theta$, $s = M^2(K_S^0 K \pi)$; q_1^2 и q_2^2 – это переменные Далица; ε_1 и ε_2 – определенные из моделирования константы, характеризующие зависимость эффективности от x ; δ и Δ – ширины каналов по осям $\cos \theta$ и $M(K_S^0 K \pi)$ соответственно; M и Γ – масса и ширина $\eta_c/\eta_c(2S)$ -мезона; N – число сигнальных событий; α , β , γ – относительные доли S-, P- и D-волн соответственно; $S = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $P = \sqrt{\frac{3}{2}}x$, $D = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{5}{2}}(x^2 - \frac{1}{3})$ – функции, характеризующие угловую зависимость S-, P- и D-волн соответственно; A_η – амплитуда сигнальной S-волны, $A_{S,P,D}$ – амплитуды нерезонансных S-, P- и D-волн соответственно. Квадраты модулей амплитуд нормированы на единицу. Для того чтобы учесть импульсное разрешение, проводится свертка зависимости (1) с функцией Гаусса, характеризующей экспериментальное разрешение детектора. Разрешение определяется из анализа ширин пиков, соответствующих резонансам J/ψ и χ_{c1} .

Полученная функция зависит от 15 параметров: вышеописанных N , M , Γ , α , β , γ и 9 параметров, характеризующих интерференцию. В частности,

$$\Re_{\eta i} + i\Im_{\eta i} = \int \int \int A_{\eta}(q_1^2, q_2^2) A_i^*(q_1^2, q_2^2) dq_1^2 dq_2^2 d\phi, \quad (2)$$

$$\Pi_{ij} = \int \int \int \Re(A_i(q_1^2, q_2^2) A_j^*(q_1^2, q_2^2)) dq_1^2 dq_2^2 d\phi, \quad (3)$$

где $i, j = S, P, D$ и $i \neq j$. Таким образом, 6 параметров ($\Re_{\eta S}$, $\Im_{\eta S}$, $\Re_{\eta P}$, $\Im_{\eta P}$, $\Re_{\eta D}$, $\Im_{\eta D}$) описывают интерференцию между сигнальной амплитудой A_{η} и нерезонансными амплитудами $A_{S,P,D}$, еще 3 параметра (Π_{SP} , Π_{SD} , Π_{PD}) – интерференцию между нерезонансными амплитудами $A_{S,P,D}$.

Модельная неопределенность, связанная с интерференцией, не может быть полностью исключена из-за того, что S -волна присутствует и в сигнале, и в нерезонансном фоне. Другими словами, параметры этой интерференции невозможно определить из подгонки. То же самое утверждение можно вывести математически путем представления $F(s, x)$ в виде рациональной функции от s и x . Анализ слагаемых вида $C_{ij}s^i x^j$ показывает, что на 15 коэффициентов C_{ij} имеется только 13 условий. Поэтому по двум параметрам, характеризующим интерференцию между сигналом и S -волной нерезонансного фона (α и $\Im_{\eta S}$), проводится сканирование по всем возможным значениям. После подгонки распределений мы получаем набор параметров и соответствующий χ^2 .

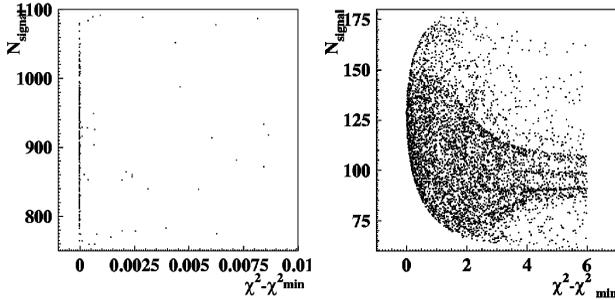


Рис. 3. Зависимости числа сигнальных событий от χ^2 для анализов распадов η_c (слева) и $\eta_c(2S)$ (справа)

Зависимости числа сигнальных событий от χ^2 показаны на рис. 3. В случае распада η_c видно, что это распределение имеет «плато», состоящее из подгонок с различными N (и другими параметрами подгонки), но одинаковыми значениями χ^2 . Эта особенность возникает из-за того, что наша система уравнений на параметры подгонки является недоопределенной. Мы определяем модельную ошибку нашего анализа как вариацию

параметров в пределах этого плато, а статистическую – как среднее значение статистических ошибок параметров, находящихся на плато. В случае распада $\eta_c(2S)$ плато минимальных значений χ^2 не достигнуто, так как некоторые из параметров стремятся к своим предельным значениям. Это делает нашу систему полностью определенной, поэтому параметры α и \mathfrak{S}_{η_S} при подгонке можно сделать свободными. В этом случае модельная и статистическая ошибки не могут быть друг от друга отделены. Таким образом, получаем для распада η_c $N = 920 \pm 50(\text{стат}) \pm 170(\text{мод})$, для распада $\eta_c(2S)$ $N = 128^{+83}_{-58}(\text{стат}+\text{мод})$. Проекции подгонок показаны на рис. 4 и 5.

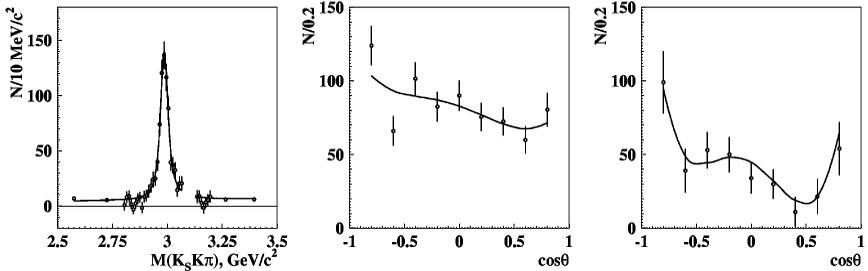


Рис. 4. Проекции подгонок на ось $M(K_S^0 K \pi)$ в области масс η_c (слева) и на ось $\cos \theta$ в сигнальной (в центре) и внесигнальной (справа) области масс η_c

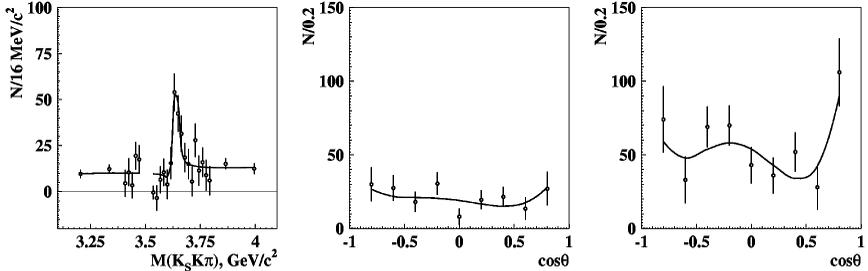


Рис. 5. Проекция подгонок на ось $M(K_S^0 K \pi)$ в области масс $\eta_c(2S)$ (слева) и на ось $\cos \theta$ в сигнальной (в центре) и внесигнальной (справа) области масс $\eta_c(2S)$

В таблице 1 показано сравнение результатов, полученных в предположении отсутствия интерференции (одномерные подгонки распределений по инвариантной массе $K_S^0 K \pi$), и результатов использования вышеописанной процедуры. Видно, что учет интерференции приводит к появлению

нию модельной ошибки для произведений относительных вероятностей $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c) \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ (для массы и ширины η_c эта ошибка получается пренебрежимо малой). В случае анализа распада $\eta_c(2S)$ модельная ошибка отдельно не приводится, но результаты заметно отличаются от тех, что получены в предположении отсутствия интерференции.

Таблица 1. Сравнение результатов, полученных в предположении отсутствия интерференции между сигналом и нерезонансным вкладом, и тех, что получены с учетом интерференции

| | Без учета интерференции | С учетом интерференции |
|--|--|--|
| $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c, \eta_c \rightarrow (K_S^0 K \pi)^0$ | | |
| $\mathcal{B} \times \mathcal{B}, 10^{-6}$ | $24.0 \pm 1.2(\text{стат})_{-2.0}^{+2.1}(\text{сист})$ | $26.7 \pm 1.4(\text{стат})_{-2.6}^{+2.9}(\text{сист}) \pm 4.9(\text{мод})$ |
| Масса, МэВ/ c^2 | $2984.8 \pm 1.0(\text{стат})_{-2.0}^{+0.1}(\text{сист})$ | $2985.4 \pm 1.5(\text{стат})_{-2.0}^{+0.5}(\text{сист})$ |
| Ширина, МэВ/ c^2 | $35.4 \pm 3.6(\text{стат})_{-2.1}^{+3.0}(\text{сист})$ | $35.1 \pm 3.1(\text{стат})_{-1.6}^{+1.0}(\text{сист})$ |
| $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c(2S), \eta_c(2S) \rightarrow (K_S^0 K \pi)^0$ | | |
| $\mathcal{B} \times \mathcal{B}, 10^{-6}$ | $3.1 \pm 0.8(\text{стат}) \pm 0.2(\text{сист})$ | $3.4_{-1.5}^{+2.2}(\text{стат}+\text{мод})_{-0.4}^{+0.5}(\text{сист})$ |
| Масса, МэВ/ c^2 | $3646.5 \pm 3.7(\text{стат})_{-2.9}^{+1.2}(\text{сист})$ | $3636.1_{-4.2}^{+3.9}(\text{стат}+\text{мод})_{-2.0}^{+0.7}(\text{сист})$ |
| Ширина, МэВ/ c^2 | $41.1 \pm 12.0(\text{стат})_{-10.9}^{+6.4}(\text{сист})$ | $6.6_{-5.1}^{+8.4}(\text{стат}+\text{мод})_{-0.9}^{+2.6}(\text{сист})$ |

В четвертой главе представлено исследование, посвященное поиску распадов B -мезонов в конечные состояния с η_c -мезоном с детектором Belle на основе данных, содержащих 772×10^6 пар $B\bar{B}$.

Существуют теоретические модели, в которых $X(3872)$ является молекулярным состоянием, а именно комбинацией $D^0 \bar{D}^{*0} + \bar{D}^0 D^{*0}$. В связи с этим можно предположить существование и других « $X(3872)$ -подобных» молекулярных состояний с другими квантовыми числами. Некоторые могут быть обнаружены в распадах в конечные состояния, содержащие η_c -мезон. Например, комбинация $D^0 \bar{D}^{*0} - \bar{D}^0 D^{*0}$ (далее в тексте обозначенная как $X_1(3872)$) с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{+-}$ и массой около $3.872 \text{ ГэВ}/c^2$ может распадаться в $\eta_c \rho$ и $\eta_c \omega$. Комбинации $D^0 \bar{D}^0 + \bar{D}^0 D^0$ и $D^{*0} \bar{D}^{*0} + \bar{D}^{*0} D^{*0}$ (далее в тексте обозначенные как $X(3730)$ и $X(4014)$ соответственно) с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$ будут распадаться в $\eta_c \eta$ and $\eta_c \pi^0$. Масса состояния $X(3730)$ должна быть около $2m_{D^0} = 3.730 \text{ ГэВ}/c^2$, а масса состояния $X(4014)$ – около $2m_{D^{*0}} = 4.014 \text{ ГэВ}/c^2$. Кроме того, в данном исследовании проводится поиск нейтральных партнеров экзотических заряженных состояний $Z(3900)^\pm$ и $Z(4020)^\pm$, а также состояния $X(3915)$. Таким образом, в работе изучаются четыре моды распада заряженных B -мезонов.

1. Мода распада ($\pi^+\pi^-$): $B^\pm \rightarrow K^\pm X \rightarrow K^\pm(\eta_c\pi^+\pi^-)$, где ведется поиск $X_1(3872)$, $Z(3900)^0$ и $Z(4020)^0$.
2. Мода распада (ω): $B^\pm \rightarrow K^\pm X \rightarrow K^\pm(\eta_c\omega)$, где ведется поиск $X_1(3872)$.
3. Мода распада (η): $B^\pm \rightarrow K^\pm X \rightarrow K^\pm(\eta_c\eta)$, где ведется поиск $X(3730)$, $X(4014)$ и $X(3915)$.
4. Мода распада (π^0): $B^\pm \rightarrow K^\pm X \rightarrow K^\pm(\eta_c\pi^0)$, где ведется поиск $X(3730)$, $X(4014)$ и $X(3915)$.

Во всех распадах η_c -мезон реконструируется в моде $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, так как такой распад имеет наибольшую вероятность и может быть легко зарегистрирован детектором. На основе анализа моделирования сигнального процесса определяются оптимальные условия отбора и соответствующие им эффективности регистрации (ε).

Поиск экзотического состояния $X_1(3872)$ проводится в модах ($\pi^+\pi^-$) и (ω), а состояний $X(3730)$ и $X(4014)$ – в модах (η) и (π^0). Для этого делается подгонка распределений по инвариантной массе $\eta_c\pi^+\pi^-$, $\eta_c\omega$, $\eta_c\eta$ и $\eta_c\pi^0(x)$, приведенных на рис. 6 и 7. Результаты подгонки показаны в таблице 2. Здесь и далее N – число сигнальных событий, σ_{res} – разрешение детектора, $G(\mu, \sigma)$ – распределение Гаусса со средним μ и дисперсией σ^2 , $G_{LG}(\mu, \sigma, P)$ – логарифмическое распределение Гаусса со средним μ , дисперсией σ^2 и параметром асимметрии P , $b(M, \Gamma)$ – распределение Брейта-Вигнера для резонанса с массой M и шириной Γ . Так как в моде (η) η -кандидат восстанавливается в двух модах распада, производится одновременная подгонка распределений, соответствующих $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. В таком случае произведения относительных вероятностей $\mathcal{B}_{2\gamma} = \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ и $\mathcal{B}_{3\pi} = \mathcal{B}(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \times \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Параметр N_η – это число событий рождения η -мезона.

Для поиска нейтральных партнеров четырехкварковых состояний $Z(3900)^\pm$ и $Z(4020)^\pm$ проводится сканирование по инвариантной массе $\eta_c\pi^+\pi^-$ (x). Весь диапазон инвариантных масс разбивается на интервалы шириной 20 МэВ/ c^2 (так называемые массовые каналы), при этом масса изменяется в пределах каждого интервала. В качестве аппроксимирующей функции используется свертка функции Брейта-Вигнера с функцией Гаусса в качестве сигнала и линейный полином для описания фона:

$$f(x) = b(M, \Gamma) \otimes G(0, \sigma_{res}) + c_0 + c_1x. \quad (4)$$

Ширина фиксирована на взвешенном среднем предыдущих измерений (35 МэВ/ c^2 для $Z(3900)^0$ и 12 МэВ/ c^2 для $Z(4020)^0$). Полученное число сигнальных событий показано на рис. 8.

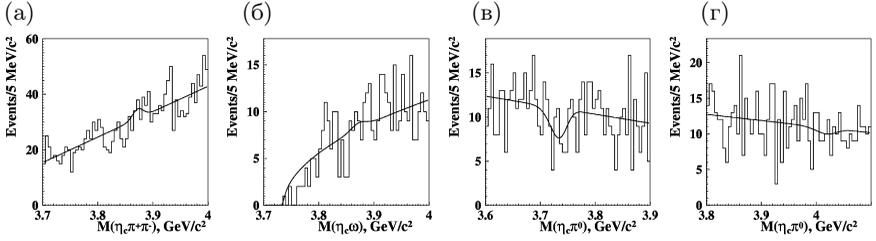


Рис. 6. Распределения по инвариантной массе $\eta_c\pi^+\pi^-$ (а) и $\eta_c\omega$ (б) для поиска $X_1(3872)$. Распределения по инвариантной массе $\eta_c\pi^0$, соответствующие поиску резонансов $X(3730)$ (в) и $X(4014)$ (г).

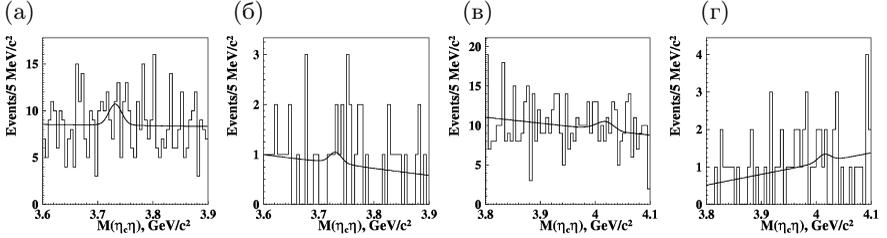


Рис. 7. Проекция одновременной подгонки распределений по инвариантной массе $\eta\eta$ в случае мод распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (а) и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (б), соответствующей поиску $X(3730)$ и (в,г) – поиску $X(4014)$

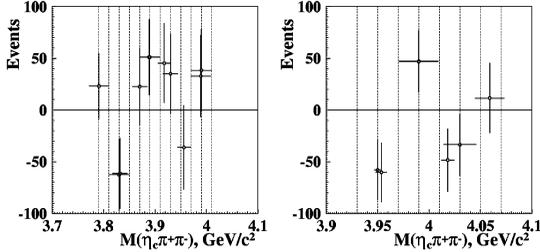


Рис. 8. Зависимость числа сигнальных событий от массового канала для поиска $Z(3900)^0$ (слева) и $Z(4020)^0$ (справа)

Для поиска состояния $X(3915)$ делается одновременная подгонка распределений по инвариантной массе $\eta_c\eta$ (x) для двух мод распада η -мезона, а также по инвариантной массе $\eta_c\pi^0$ (x). Соответствующие распределения приведены на рис. 9. Результаты подгонки показаны в таблице 2.

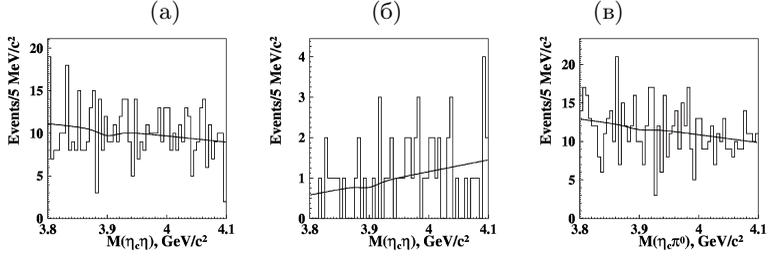


Рис. 9. Проекция одновременной подгонки распределений по инвариантной массе $\eta_c\eta$ в случае мод распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (а) и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (б), а также распределение по инвариантной массе $\eta_c\pi^0$ (в), соответствующие поиску резонанса $X(3915)$

Таблица 2. Результаты подгонки для распадов $B^\pm \rightarrow K^\pm X$

| Мода распада | Подгоночная функция | Число событий |
|--|--|------------------|
| $X_1(3872) \rightarrow \eta_c\pi^+\pi^-$ | $N[\alpha G(M, \sigma_1) + (1 - \alpha)G(M, \sigma_2)] + c_0 + c_1x$ | 17.9 ± 16.5 |
| $X_1(3872) \rightarrow \eta_c\omega$ | $N[\alpha G(M, \sigma_1) + (1 - \alpha)G(M, \sigma_2)] + c_0\sqrt{x - c_1}$ | 6.0 ± 12.5 |
| $X(3730) \rightarrow \eta_c\eta,$ $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ | $N_\eta \varepsilon_i \mathcal{B}_i [\alpha_i G(M_i, \sigma_{1,i}) + (1 - \alpha_i)G(M_i, \sigma_{2,i})] + c_{0,i} + c_{1,i}x$, где i относится либо к распаду $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, либо к $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | 13.8 ± 9.9 |
| $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | | 1.4 ± 1.0 |
| $X(3730) \rightarrow \eta_c\pi^0$ | $NG_{LG}(M, \sigma, P) + c_0 + c_1x$ | -25.6 ± 10.4 |
| $X(4014) \rightarrow \eta_c\eta,$ $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ | $N_\eta \varepsilon_{2\gamma} \mathcal{B}_{2\gamma} G_{LG}(M_{2\gamma}, \sigma_{2\gamma}, P) + c_{0,2\gamma} + c_{1,2\gamma}x$ $N_\eta \varepsilon_{3\pi} \mathcal{B}_{3\pi} [\alpha G(M_{3\pi}, \sigma_{1,3\pi}) + (1 - \alpha)G(M_{3\pi}, \sigma_{2,3\pi})] + c_{0,3\pi} + c_{1,3\pi}x$ | 8.9 ± 11.0 |
| $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | | 1.3 ± 1.6 |
| $X(4014) \rightarrow \eta_c\pi^0$ | $NG_{LG}(M, \sigma, P) + c_0 + c_1x$ | -8.1 ± 13.2 |
| $X(3915) \rightarrow \eta_c\eta,$ $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ | $N_\eta \varepsilon_i \mathcal{B}_i [b(M_i, \Gamma_i) \otimes G(0, \sigma_{res,i})] + c_{0,i} + c_{1,i}x$, где i относится либо к распаду $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, либо к $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | -7.4 ± 14.5 |
| $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | | -1.1 ± 2.1 |
| $X(3915) \rightarrow \eta_c\pi^0$ | $b(M, \Gamma) \otimes G(0, \sigma_{res}) + c_0 + c_1x$ | -4.3 ± 18.1 |

Имеющаяся статистика не позволяет обнаружить статистически достоверный сигнал ни в одном из изучаемых каналов распада. Поэтому на произведения относительных вероятностей рождения и распада вышеперечисленных состояний устанавливаются верхние пределы с учетом статистических и систематических неопределенностей, показанные в таблице 3.

Таблица 3. Верхние пределы на произведения относительных вероятностей рождения и распада экзотических резонансов. Для резонансов $Z(3900)^0$ и $Z(4020)^0$ результаты показаны в предположении о близости масс к массам их заряженных партнеров.

| Резонанс | Мода распада | Верхний предел (90% C.L.) |
|-------------|----------------------|---------------------------|
| $X_1(3872)$ | $\eta_c \pi^+ \pi^-$ | 3.0×10^{-5} |
| | $\eta_c \omega$ | 6.9×10^{-5} |
| $X(3730)$ | $\eta_c \eta$ | 4.6×10^{-5} |
| | $\eta_c \pi^0$ | 5.7×10^{-6} |
| $X(4014)$ | $\eta_c \eta$ | 3.9×10^{-5} |
| | $\eta_c \pi^0$ | 1.2×10^{-5} |
| $Z(3900)^0$ | $\eta_c \pi^+ \pi^-$ | 4.7×10^{-5} |
| $Z(4020)^0$ | | 1.6×10^{-5} |
| $X(3915)$ | $\eta_c \eta$ | 3.3×10^{-5} |
| | $\eta_c \pi^0$ | 1.8×10^{-5} |

В заключении перечислены основные результаты.

1. Изучен распад $B^\pm \rightarrow K^\pm(c\bar{c})$, где состояние $(c\bar{c})$ распадается в $(K_S^0 K \pi)^0$ и включает чармонии η_c и $\eta_c(2S)$. Впервые учтена интерференция сигнала с нерезонансным вкладом без каких-либо предположений о фазе или модуле интерференции. Проведено измерение произведений относительных вероятностей $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c) \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ и $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow K^\pm \eta_c(2S)) \times \mathcal{B}(\eta_c(2S) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$. Кроме того, получены значения масс и ширины η_c и $\eta_c(2S)$.
2. Изучены распады B -мезонов в конечные состояния с η_c -мезоном: $K^\pm \eta_c \pi^+ \pi^-$, $K^\pm \eta_c \omega$, $K^\pm \eta_c \eta$ и $K^\pm \eta_c \pi^0$. Сделано предположение о том, что эти распады протекают через такие промежуточные молекулярные состояния, аналогичные экзотической частице $X(3872)$, как $X_1(3872) = D^0 \bar{D}^{*0} - \bar{D}^0 D^{*0}$, $X(3730) = D^0 \bar{D}^0 + \bar{D}^0 D^0$ и $X(4014) = D^{*0} \bar{D}^{*0} + \bar{D}^{*0} D^{*0}$. Проведен поиск этих состояний, а также четырехкварковых частиц $Z(3900)^0$ и $Z(4020)^0$, и состояния $X(3915)$. Установлены верхние пределы на произведения относительных вероятностей рождения и распада вышеперечисленных состояний.
3. Разработан алгоритм проверки формы сигнала усилителя-формирователя в рамках модернизации калориметра детектора Belle II.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. A. Vinokurova, A. Kuzmin, S. Eidelman *et al.* [Belle Collaboration], Search for B decays to final states with the η_c meson, JHEP **1506** (2015) 132.
2. A. Vinokurova, Study of exotic states in charmonium family at Belle, Nucl. Part. Phys. Proc. **258-259** (2015) 135-138.
3. V. Vorobyev, A. Kuzmin, D. Matvienko and A. Vinokurova, Testbench of shaper-digitizer modules for Belle II calorimeter, JINST **9** (2014) C08016.
4. A. Vinokurova, A. Kuzmin, S. Eidelman *et al.* [Belle Collaboration], Study of $B^\pm \rightarrow K^\pm(K_S^0 K \pi)^0$ Decay and Determination of η_c and $\eta_c(2S)$ Parameters, Phys. Lett. B **706** (2011) 139.
5. A. Vinokurova, Charmonium and X, Y at Belle, PoS (EPS-HEP2011) 173.
6. A. Vinokurova, Study of $B \rightarrow K\eta_c$ and $B \rightarrow K\eta_c(2S)$, Frascati Physics Series, Vol. **XLVIII** (2009) 61-66.

ВИНОКУРОВА Анна Николаевна

**Изучение чармониев и чармониеподобных состояний
в распадах B -мезонов с детектором Belle**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Сдано в набор 6.10.2015 г.

Подписано к печати 7.10.2015 г.

Формат 60×90 1/16 Объём 0,8 печ.л., 1,0 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 16

Обработано на IBM PC и отпечатано
на ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.