

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие
Государственный Научный Центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики
им. А. И. Алиханова

На правах рукописи

Пахлов Павел Николаевич

Рождение чармония в e^+e^- аннигиляции

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 2007 г.

УДК 539.12

Работа выполнена в ГНЦ РФ “Институт Теоретической и Экспериментальной Физики”
г. Москва

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, профессор,
член-корр. РАН **А. Б. Кайдалов**
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

доктор физ.-мат. наук,
профессор **В. Л. Черняк**
(ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск)

доктор физ.-мат. наук, профессор,
член-корр. РАН **В. Ф. Образцов**
(ГНЦ РФ ИФВЭ, г. Протвино)

Ведущая организация:

НИИЯФ МГУ
(г. Москва)

Защита диссертации состоится 2 октября 2007 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 31 августа 2007 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

В. В. Васильев

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена изучению механизмов рождения чармония в e^+e^- аннигиляции. В работе представлены первое обнаружение и результаты измерения процессов парного рождения чармония, а также ассоциативного рождения чармония и очарованных мезонов в e^+e^- аннигиляции. Измерены сечения этих процессов, оказавшиеся на порядок выше ожидаемых теоретически. Результаты углового анализа находятся в разногласии с теорией. В диссертации представлено обнаружение новых состояний чармония. Свойства одного из них, $X(3940)$, плохо согласуются с ожиданиями кварковой модели.

Экспериментальные данные, использованные в представленных исследованиях, получены на установке Belle, работающей на асимметричном e^+e^- коллайдере КЕКВ (г. Цукуба, Япония) в области энергии рождения $\Upsilon(4S)$ -резонанса.

Актуальность темы

Физика кваркония предоставляет уникальную возможность исследовать свойства сильного взаимодействия на малых расстояниях, где доминируют пертурбативные эффекты. Благодаря большой массе обоих кварков теоретические модели выглядят более надежными, чем в случае обычных мезонов, содержащих легкий кварк. С другой стороны, состояния кваркония тестируют взаимодействия на больших расстояниях, где теория возмущений неприменима, и до сих пор не существует математического аппарата для численных расчетов в рамках КХД.

В 1995 году на Теватроне проявилось первое существенное разногласие между теоретическими расчетами рождения чармония и экспериментом: измеренное сечение рождения $\psi(2S)$ с большим поперечным импульсом в $p\bar{p}$

взаимодействиях оказалось более чем на порядок выше оцененного теоретически. Хотя была предложена гипотеза, позволившая частично устранить это противоречие, сомнения в ее справедливости оставались до последнего времени. В результате последующего изучения рождения кваркония в разнообразных процессах обнаружилось отсутствие самосогласованного понимания механизмов его рождения. Рождение чармония в e^+e^- аннигиляции представляет простейший процесс для теоретических вычислений, а после начала работ B -фабрик исследовалось экспериментально на большой статистике данных. Первое измерение сечения рождения J/ψ и его кинематических характеристик в эксперименте Belle [1] не противоречило теоретическим вычислениям. Однако последующие исследования механизма рождения J/ψ в e^+e^- аннигиляции показали серьезные разногласия с теорией. В частности, одной из главных проблем явилось противоречие между большими измеренными сечениями парного рождения чармония в e^+e^- аннигиляции [2, 3] и процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ [2, 4], результаты исследования которых представлены в диссертации, с теоретическими предсказаниями.

Не менее противоречивой областью в последние пять лет стала спектроскопия чармония. Десять состояний чармония были открыты в период с 1974 по 1979 гг., а в течение последующих двадцати пяти лет не было найдено ни одного нового состояния. В 2002 г. началась новая эпоха революционных экспериментальных открытий. Обнаружены восемь новых состояний, лишь половину которых можно идентифицировать как ожидаемые состояния в спектре возбуждений чармония. Свойства остальных, включая $X(3940)$, результат измерения которого представлен в диссертации и работе [5], плохо согласуются с теоретическими предсказаниями.

Цель диссертации

Целью диссертации является изучение механизмов рождения чармония в e^+e^- аннигиляции и поиск новых состояний в процессе парного рождения чармония.

Научная новизна

Впервые обнаружены процессы парного рождения чармония в e^+e^- аннигиляции $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{res}}$ и $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) (c\bar{c})_{\text{res}}$, а также измерены

их сечения. Впервые выполнен угловой анализ процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{res}}$. Впервые обнаружен процесс ассоциативного рождения чармония и очарованных мезонов в e^+e^- аннигиляции. На основании числа восстановленных пар J/ψ и D -мезонов впервые получено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$. Все измеренные сечения на порядок превосходят ожидаемые. В процессе парного рождения обнаружены новые состояния чармония: $\eta_c(2S)$ и $X(3940)$, измерены их массы, ширина $X(3940)$ и вероятности распадов $X(3940)$ в конечные состояния $D\bar{D}$, $D^*\bar{D}$ и $J/\psi\omega$.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Первое обнаружение процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{res}}$.
2. Угловой анализ процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{res}}$.
3. Первое обнаружение процессов $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) (c\bar{c})_{\text{res}}$.
4. Измерение сечений обнаруженных процессов парного рождения чармония.
5. Первое обнаружение ассоциативного рождения J/ψ и очарованных мезонов в e^+e^- аннигиляции.
6. Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$.
7. Обнаружение новых состояний чармония $\eta_c(2S)$ и $X(3940)$; измерение сечений рождения этих состояний в процессе парного рождения чармония; измерение их масс, ширины $X(3940)$ и вероятностей распадов $X(3940) \rightarrow D\bar{D}$, $D^*\bar{D}$, $J/\psi\omega$.

Апробация работы и публикации

Основные материалы диссертации опубликованы в работах [1 – 5].

Материалы, представленные в диссертации, докладывались на совещаниях сотрудничества Belle, семинаре ИТЭФ, сессиях-конференциях секции

отделения ядерной физики РАН, многочисленных международных конференциях. Среди них Рочестерские конференции: *ICHEP 2002* (г. Амстердам, Голландия), *ICHEP 2004* (г. Пекин, Китай) [6], *ICHEP 2006* (г. Москва, Россия) [7]; конференции Европейского физического общества: *EPS 2003* (г. Аахен, Германия), *EPS 2005* (г. Лиссабон, Португалия) [8]; крупные конференции: *FPSP 2002* (г. Филадельфия, США) [9], *Recontres de Moriond-2003, 2004, 2005* (г. Лез Арк, Франция) [10], *DIS 2003* (г. Санкт-Петербург, Россия), *Charm 2006* (г. Пекин, Китай), “Физика на e^+e^- коллайдерах-2006” (г. Новосибирск, Россия) [11].

Результаты обнаружения процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi(c\bar{c})_{\text{res}}$ подтверждены сотрудничеством *BABAR* [12]. Наблюдается хорошее согласие между измерениями сечений парного рождения чармония, представленными в настоящей диссертации и выполненными в эксперименте *BABAR*.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, девяти глав и заключения. Ее объем 173 страницы, включая 56 рисунков и 21 таблицу. Список цитируемой литературы содержит 166 наименований.

Краткое содержание диссертации

Введение посвящено обсуждению актуальности физики кваркония. В нем формулируется тема исследования и приводится план расположения материала.

В **Главе 1** обсуждаются теоретические модели расчетов процессов рождения чармония и его спектроскопии. Теоретический обзор начинается с описания Квантовой Хромодинамики (КХД), как базовой структуры, исходя из общих свойств которой необходимо выстроить расчетные модели. Далее обсуждается перспективный теоретический подход — расчеты КХД на решетках, которые в будущем, возможно, позволят точно вычислять как сечения рождения, так и спектроскопию чармония. Расчеты КХД на решетках основываются на вычислении фейнмановских интегралов по путям, исходя из первых принципов КХД. Однако для достижения необходимой точности

требуется колоссальная мощность компьютеров, пока едва достижимая, а попытки упрощения расчетов ведут к дополнительным погрешностям, которые трудно контролировать.

Один из общепринятых феноменологических методов вычислений, позволяющий разделить пертурбативные и непертурбативные эффекты, представлен в рамках эффективной нерелятивистской КХД (НРКХД). Сечение рождения $(c\bar{c})$ -пары вычисляется в рамках теории возмущения, а матричные элементы перехода $(c\bar{c})$ -пары в конкретное состояние чармония определяются, как правило, из эксперимента. Важная особенность такого подхода — универсальность (независимость от процесса рождения) матричных элементов. В пределе $\Lambda_{QCD}/m_c \rightarrow 0$, то есть бесконечно тяжелых кварков, НРКХД должна выполняться точно. В различных экспериментах оценивается степень точности этого подхода.

В потенциальных моделях спектр масс чармония получается из уравнения Шредингера, основываясь на нерелятивистской природе чармония. Хотя вид потенциала V диктуется свойствами, ожидаемыми из КХД, он не очевиден, и его необходимо подобрать, решая обратную задачу с использованием экспериментальных данных. Учет спин-спинового и спин-орбитального взаимодействий, релятивистских поправок, влияния порогов открытого чарма дает в конечном итоге необходимые инструменты, чтобы рассчитать спектр состояний кваркония и их распады.

В **Главе 2** приведен обзор существующих измерений и теоретических расчетов рождения чармония в разнообразных процессах. В 1995 году сотрудничество CDF [13] измерило сечения прямого рождения ряда состояний чармония, оказавшиеся на порядок выше теоретических оценок. Предложенный способ разрешения этого противоречия (учет цвето-октетного вклада) [14] позволил привести теоретические вычисления в соответствие с экспериментом, однако позже обнаружилось плохое согласие между предсказанными и измеренными поляризациями J/ψ и $\psi(2S)$, рожденных в $p\bar{p}$ взаимодействиях [15]. Помимо этого, в ряде других экспериментов в иных процессах рождения чармония также наблюдалось противоречие с вычисленными сечениями.

Рождение J/ψ в e^+e^- аннигиляции при $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ с сечением ≈ 2 пб было открыто в 1992 г. сотрудничеством CLEO. В 1995-1999 гг. сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi X$ было оценено теоретически. Цвето-синглетная модель предсказывала сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi + gg$ в диапазоне $0.45 - 0.8$ пб.

Учет цвето-октетного вклада $e^+e^- \rightarrow J/\psi + g$ привел к увеличению оценки полного сечения рождения J/ψ в e^+e^- аннигиляции до $1.1 - 1.6$ пб, что находится в хорошем согласии с измерением. Вклад цвето-синглетной диаграммы $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ ожидался столь малым ($0.05 - 0.1$ пб), что экспериментальное обнаружение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ считалось невероятным [16].

Глава 3 посвящена спектроскопии чармония. Результаты измерения масс известных состояний чармония сравниваются с вычисленными в рамках потенциальных моделей и КХД на решетках. Спектроскопия состояний чармония, обнаруженных в 70^{ые} годы, хорошо описывается потенциальными моделями. Новые состояния, открытые за последние 5 лет, уже не столь безупречно согласуются с предсказаниями теории. Некоторые новые состояния до сих пор не идентифицированы, причем для ряда из них даже измерение их квантовых чисел не помогло найти подходящее место в списке ожидаемых состояний чармония. Примером может служить состояние $X(3872)$, открытое в 2003 г. сотрудничеством Belle [17] в распадах $B^\pm \rightarrow XK^\pm$. Измеренные квантовые числа этого состояния совпадают с ожидаемыми для $\chi_{c1}(2P)$, однако масса $\chi_{c1}(2P)$ предсказывается на ~ 80 МэВ/ c^2 выше измеренной, а вероятность распада на $J/\psi\gamma$ примерно на два порядка превосходит результаты эксперимента. Наилучшим объяснением природы $X(3872)$ остается предположение, что эта частица является связанным состоянием D^0 и \bar{D}^{*0} мезонов ($D^0\bar{D}^{*0}$ -молекула) [18]. Непонятной остается природа состояния $Y(4260)$ с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$, открытого в 2004 г. в e^+e^- аннигиляции с излучением в начальном состоянии сотрудничеством BABAR [19].

Глава 4 содержит описание экспериментальной установки: асимметричных накопительных колец КЕКВ [20], детектора Belle [21], системы триггеров для отбора различных физических процессов, а также используемой техники идентификации заряженных частиц. Детектор Belle оптимизирован для измерения CP -нарушения в распадах B -мезонов. Элементы детектора цилиндрически-симметрично размещены вокруг точки взаимодействия пучков в магнитном поле напряженностью 1.5 Т, создаваемом сверхпроводящим соленоидом. Основными компонентами детектора являются кремниевый вершинный детектор (SVD), дрейфовая камера (CDC), аэрогелевый детектор Черенковского излучения (ACC), временипролетная система (TOF), электромагнитный калориметр (ECL) на основе кристаллов CsI(Tl), сверх-

проводящий магнит, а также слои мюонных камер (KLM), расположенные в ярме магнита. Детектор покрывает телесный угол от 17° до 150° по полярному углу, что соответствует 92% от полного телесного угла 4π в системе центра масс e^+e^- пучков. Универсальный характер установки позволяет проводить измерение редких распадов B -мезонов, исследование свойств очарованных частиц, физики двухфотонных взаимодействий, распадов τ -лептона, а также поиск физических явлений за пределами Стандартной Модели.

Глава 5 посвящена результатам измерений, выполненных с использованием образца данных, соответствующего набранной за первые два года работы детектора интегральной светимости 46.2 фб^{-1} . В этих исследованиях было доказано, что J/ψ с импульсом выше порога рождения из B -мезонов возникают не из распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса, как предполагалось ранее, а в e^+e^- аннигиляции. Кроме того, было вычислено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi X$, измерен импульсный спектр и поляризация J/ψ [1], разумно согласующиеся с предсказаниями НРКХД. Последующее исследование показало, вопреки ожиданиям теории, доминирование процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ и существование процесса парного рождения чармония с неожиданно большим сечением [2, 9].

Зная начальную энергию e^+e^- взаимодействия и предполагая, что конечное состояние $e^+e^- \rightarrow J/\psi X$ двухчастичное, можно определить массу частицы X без ее восстановления. Масса X , вычисленная согласно формуле

$$M_{\text{rec}}(J/\psi) = \sqrt{(E_{\text{CMS}} - E_{J/\psi}^*)^2 - p_{J/\psi}^{*2}}, \quad (1)$$

где $E_{J/\psi}^*$ и $p_{J/\psi}^*$ — энергия и импульс J/ψ в системе центра масс, называется массой отдачи к J/ψ . Спектр масс отдачи к J/ψ в событиях с заряженной множественностью, превышающей 4, после вычитания комбинаторного фона приведен на рис. 1. Представленный спектр демонстрирует отсутствие реальных J/ψ в области масс отдачи меньших $2.8 \text{ ГэВ}/c^2$, в то время как в области $\approx 3.0 \text{ ГэВ}/c^2$ наблюдается пороговый скачок вероятности (сечения) рождения. С помощью моделирования было доказано, что, хотя эффективность критериев отбора понижается для малых масс отдачи, ее поведение остается плавным, без каких-либо особенностей в области наблюдаемого порогового скачка. Положение порога соответствует удвоенной массе c -кварка, являясь указанием на доминирование процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ при рождении J/ψ в e^+e^- аннигиляции.

Для выяснения природы такого поведения сечения область вблизи $M_{\text{rec}} \sim$

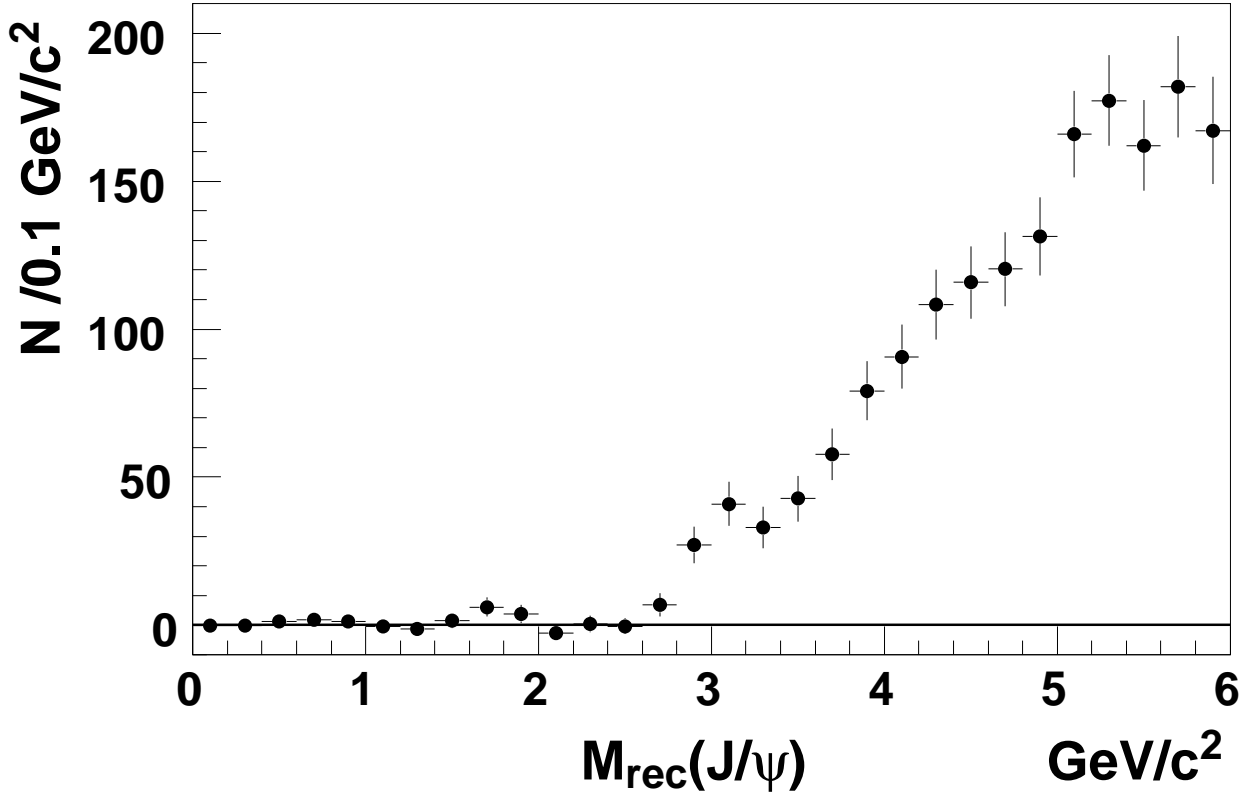


Рис. 1: Спектр масс отдачи к J/ψ после вычитания комбинаторного фона.

3.0 ГэВ/ c^2 была исследована детально. Чтобы повысить чувствительность к возможным узким структурам, J/ψ -кандидаты из сигнальной области подвергались кинематической подгонке в табличную массу J/ψ . Это обеспечило улучшение разрешения по массе отдачи к J/ψ почти в два раза, составившего в результате $\sigma_{M_{rec}} = 30 \text{ МэВ}/c^2$ при $M_{rec}(J/\psi) \sim 3.0 \text{ ГэВ}/c^2$. Спектр масс отдачи с улучшенным разрешением в области наблюдаемого порогового поведения показан на рис. 2. Четкий пик наблюдается вблизи $M_{rec} \approx 3.0 \text{ ГэВ}/c^2$, в то время как события из контрольного образца дают гладкое распределение, показанное на рис. 2 заштрихованной гистограммой. Поскольку процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow J/\psi J/\psi$ запрещен сохранением зарядовой четности, наиболее вероятным объяснением происхождения этого пика является существование процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$. Помимо очевидного пика вблизи массы $3.0 \text{ ГэВ}/c^2$, два других наблюдаются вблизи известной массы χ_{c0} ($\approx 3.4 \text{ ГэВ}/c^2$) и ожидаемой массы $\eta_c(2S) \approx 3.6 \text{ ГэВ}/c^2$. Измерение числа событий в пиках и их точное положение было выполнено с помощью подгонки приведенного спектра функцией, содержащей три сигнальных компонента и полином второй степени для описания фона. Форма сигнальных функций определялась с

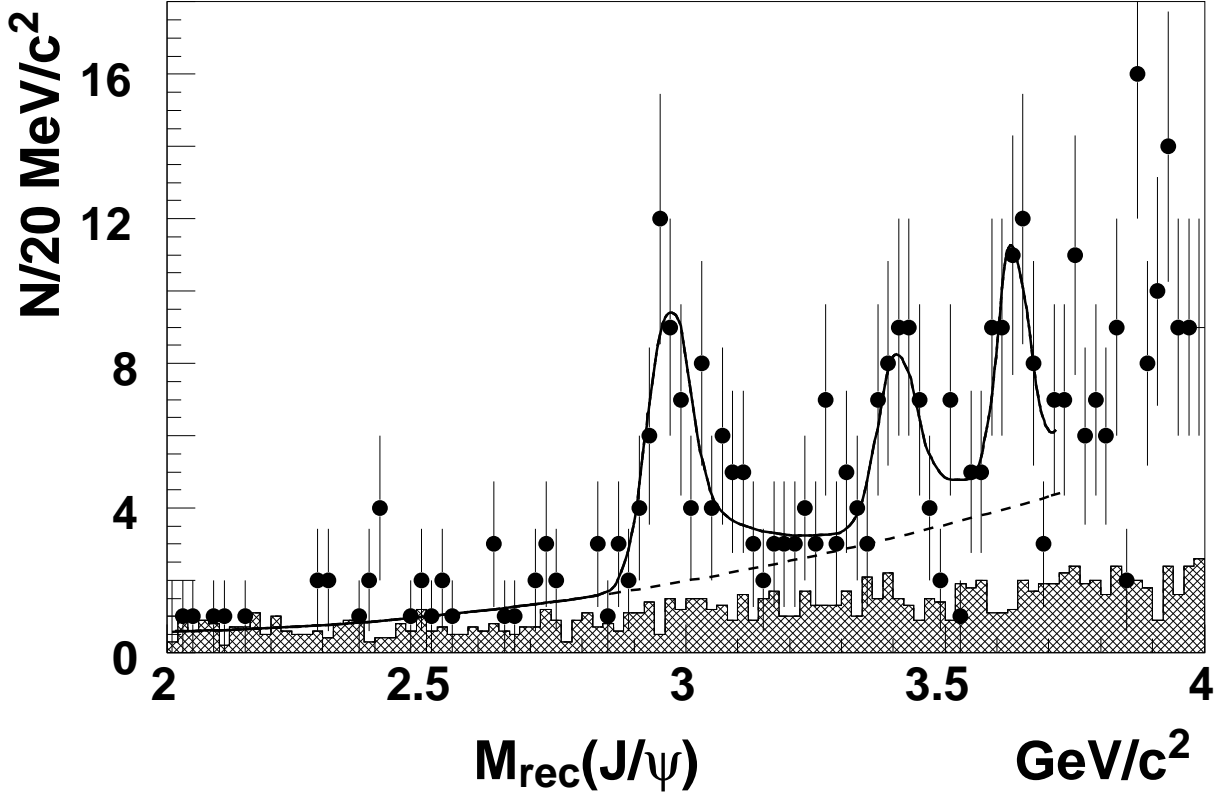


Рис. 2: Спектр масс отдачи к J/ψ после кинематической подгонки в табличную массу J/ψ . Сигнальная область показана точками с ошибками, заштрихованная гистограмма соответствует нормированному контрольному образцу фоновых событий. Результат подгонки показан сплошной кривой. Штриховая линия — вклад фона.

помощью моделирования методом Монте Карло с учетом радиационной поправки в начальном состоянии. Аппроксимирующая кривая представлена на рис. 2 сплошной кривой, вклад фоновой компоненты показан пунктирной линией. Выход событий η_c составил $N_{\eta_c} = 67^{+13}_{-12}$, положение пика η_c соответствует массе $M_{\eta_c} = (2.962 \pm 0.013) \text{ ГэВ}/c^2$. Числа событий в пиках χ_{c0} и $\eta_c(2S)$ оказались равны $N_{\chi_{c0}} = 39^{+14}_{-13}$ и $N_{\eta_c(2S)} = 42^{+15}_{-13}$, а положения соответствующих пиков: $M_{\chi_{c0}} = (3.403 \pm 0.014) \text{ ГэВ}/c^2$ и $M_{\eta_c(2S)} = (3.622 \pm 0.012) \text{ ГэВ}/c^2$. Измеренные массы η_c и χ_{c0} хорошо согласуются с табличными значениями [22], измеренная масса $\eta_c(2S)$ оказалась вблизи ожидаемой величины $(3.62 - 3.64) \text{ ГэВ}/c^2$. Статистическая значимость каждого из пиков, оцененная как $\sqrt{-2 \ln(\mathcal{L}_0^i / \mathcal{L}_{max})}$, где \mathcal{L}_{max} — максимальное правдоподобие подгонки, а \mathcal{L}_0^i — правдоподобие подгонки при амплитуде i -го сигнала, зафиксированной в 0, составила: $\mathcal{N}_{\eta_c}^\sigma = 6.7 \sigma$, $\mathcal{N}_{\chi_{c0}}^\sigma = 3.3 \sigma$ и $\mathcal{N}_{\eta_c(2S)}^\sigma = 3.4 \sigma$. Статистическая значимость наблюдения только процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$ превосходит

5.0 стандартных отклонений.

Для оценки систематической ошибки выполнялись подгонки с различными параметризациями фона и сигнала. В частности, фон описывался полиномом третьей степени, а также функцией, зафиксированной из контрольного образца, не содержащего реальных J/ψ . Форма сигнала варьировалась в различных предположениях о функции разрешения детектора, а также при изменении ширины η_c в пределах ее ошибки. Кроме того, менялся интервал спектра масс отдачи, использованный в подгонке, и выполнялась подгонка с исключенными сигналами χ_{c0} и $\eta_c(2S)$. Во всех случаях значимость сигнала η_c оставалась выше 5.9 стандартных отклонений, а число событий в пике η_c менялось в пределах $\pm 16\%$. Другим источником систематической ошибки являлась неопределенность в эффективности восстановления J/ψ , зависящей как от углового распределения вылета J/ψ в системе центра масс e^+e^- , так и от поляризации J/ψ . Рассматривались предельные случаи угловых зависимостей, а максимальная разница в эффективности трактовалась как систематическая ошибка. Различие эффективностей восстановления треков и идентификации лептонов в моделированных и реальных событиях также учитывалось в полной систематической погрешности измерения, которая в итоге составила 28%.

В результате требования на полную заряженную множественность в событии (больше 4) все распады η_c на ноль или две заряженные частицы оказались исключены из анализа. Поскольку вероятность таких распадов неизвестна, результат приведен в форме произведения полного сечения и вероятности распада η_c на более чем две заряженные частицы (для удобства мы введем обозначение для этой вероятности — $\mathcal{B}_{>2}$):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c(\gamma)) \times \mathcal{B}_{>2} = (0.033_{-0.006}^{+0.007} \pm 0.009) \text{ пб}. \quad (2)$$

В **Главе 6** представлены результаты детального изучения процесса парного рождения чармония, выполненного на образце данных, соответствующих интегральной светимости 155 фб^{-1} [3, 10, 11]. После публикации первого исследования, обсуждавшегося в главе 5, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$ было оценено теоретически. Расчеты, выполненные в рамках НРКХД, предсказывали сечение этого процесса $\approx 3 \text{ пб}$ [23], то есть, по крайней мере, на порядок меньше измеренного. Для объяснения разногласия с результатами, представленными в диссертации, было высказано предположение, что

пик, обнаруженный в спектре масс отдачи к J/ψ , интерпретирован как η_c ошибочно, а на самом деле он является сигналом e^+e^- аннигиляции через два виртуальных фотона в пару $J/\psi J/\psi$. Учитывая эти аргументы, шкала масс отдачи к J/ψ была прокалибрована, используя радиационный возврат в $\psi(2S)$ ($e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \gamma$), имеющий большое сечение и схожую кинематику. Проведенное исследование спектра квадрата масс отдачи к $\psi(2S)$ в событиях радиационного возврата позволило утверждать, что шкала масс отдачи к J/ψ известна с точностью до $3 \text{ МэВ}/c^2$, и использование метода масс отдачи не оставляет возможности перепутать η_c и J/ψ .

Спектр масс отдачи к J/ψ на статистике, утроенной за последующие после первого измерения два года работы детектора Belle, приведен на рис. 3.

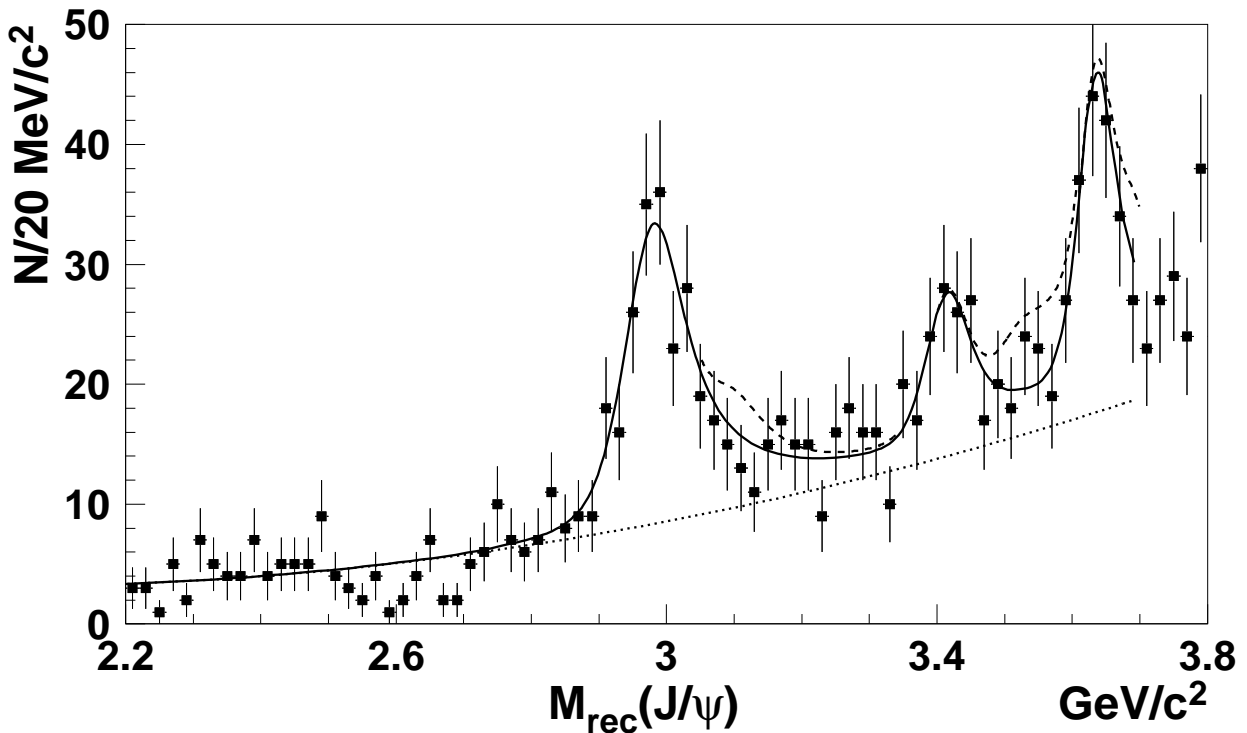


Рис. 3: Спектр масс отдачи к восстановленным кандидатам J/ψ . Подгонка, показанная сплошной линией, выполнена в предположении вклада трех состояний чармония в отдаче: η_c , χ_{c0} и $\eta_c(2S)$. Верхние пределы на вклады J/ψ , χ_{c1} , χ_{c2} и $\psi(2S)$ показаны штриховой линией. Пунктирная линия — вклад фона.

Пики всех трех состояний чармония, найденных в предыдущей работе, четко видны в этом распределении. При анализе этого спектра использовалась

подгонка, включающая все известные состояния чармония ниже порога открытого чарма, то есть η_c , J/ψ , χ_{c0} , χ_{c1} , χ_{c2} , $\eta_c(2S)$ и $\psi(2S)$. Результаты подгонки приведены в табл. 1. Выходы J/ψ и $\psi(2S)$ оказались отрицательными,

Таблица 1: Выходы сигнальных событий, массы состояний чармония, статистическая значимость сигналов и борновские сечения для процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi(c\bar{c})_{\text{res}}$. Верхние пределы даны на 90% У. Д.

$(c\bar{c})_{\text{res}}$	N	M [МэВ/ c^2]	N_σ	$\sigma \times \mathcal{B}_{>2}$ [фб]
η_c	235 ± 26	2.972 ± 0.007	10.7	$25.6 \pm 2.8 \pm 3.6$
J/ψ	-14 ± 20 (< 27)	фиксирована	—	< 9.1
χ_{c0}	89 ± 24	3.407 ± 0.011	3.8	$6.4 \pm 1.7 \pm 1.0$
$\chi_{c1} + \chi_{c2}$	10 ± 27 (< 57)	фиксирована	—	< 5.3
$\eta_c(2S)$	164 ± 30	3.630 ± 0.008	6.0	$16.5 \pm 3.0 \pm 2.5$
$\psi(2S)$	-26 ± 29 (< 35)	фиксирована	—	< 13.3

а сумма сигналов χ_{c1} и χ_{c2} — совместимой с нулем. Результат дополнительной подгонки, в которой четыре последних сигнала исключены из аппроксимирующей функции, представлен на рис. 3 сплошной кривой. Штриховая линия показывает аппроксимирующую функцию, в которой вклады J/ψ , χ_{c1} , χ_{c2} и $\psi(2S)$ соответствуют их верхнему пределу на 90% У. Д., пунктирная линия — вклад фона. В этом анализе вычислялись борновские сечения процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi(c\bar{c})_{\text{res}}$ для устранения модельной ошибки, связанной с излучением фотона в начальном состоянии. Полная систематическая ошибка, улучшенная по сравнению с предыдущей работой, составила 18%. Результаты вычислений представлены в табл. 1 в виде произведения борновских сечений и вероятности распада чармония в отдаче к J/ψ на более чем две заряженные частицы.

Количество пар $J/\psi\eta_c$, $J/\psi\chi_{c0}$ и $J/\psi\eta_c(2S)$, выделенных на использованной статистике данных, достаточно для исследования угловых распределений для каждого из трех процессов парного рождения. Изучались распределения по углу рождения J/ψ в системе центра масс (θ_{prod}) и по поляризационному углу J/ψ (θ_{hel} , определенному как угол между импульсами лептона из распада J/ψ и системы центра масс в системе покоя J/ψ). Для

измерения зависимости числа сигнальных событий от каждого из двух углов спектры масс отдачи к J/ψ строились в интервалах по $|\cos \theta_{\text{prod}}|$ или $|\cos \theta_{\text{hel}}|$ с шагом 0.2. Каждое из распределений подгонялось функцией, содержащей три сигнальных компоненты и полином второй степени. Полученные в результате подгонок выходы сигнальных событий в каждом из трех пиков поправлены на эффективность восстановления, зависящей как от $|\cos \theta_{\text{prod}}|$, так и от $|\cos \theta_{\text{hel}}|$, и отложены на рис. 4. Каждое из них должно описываться функцией $\sim (1 + \alpha \cos^2 \theta)$, где параметр α может быть различ-

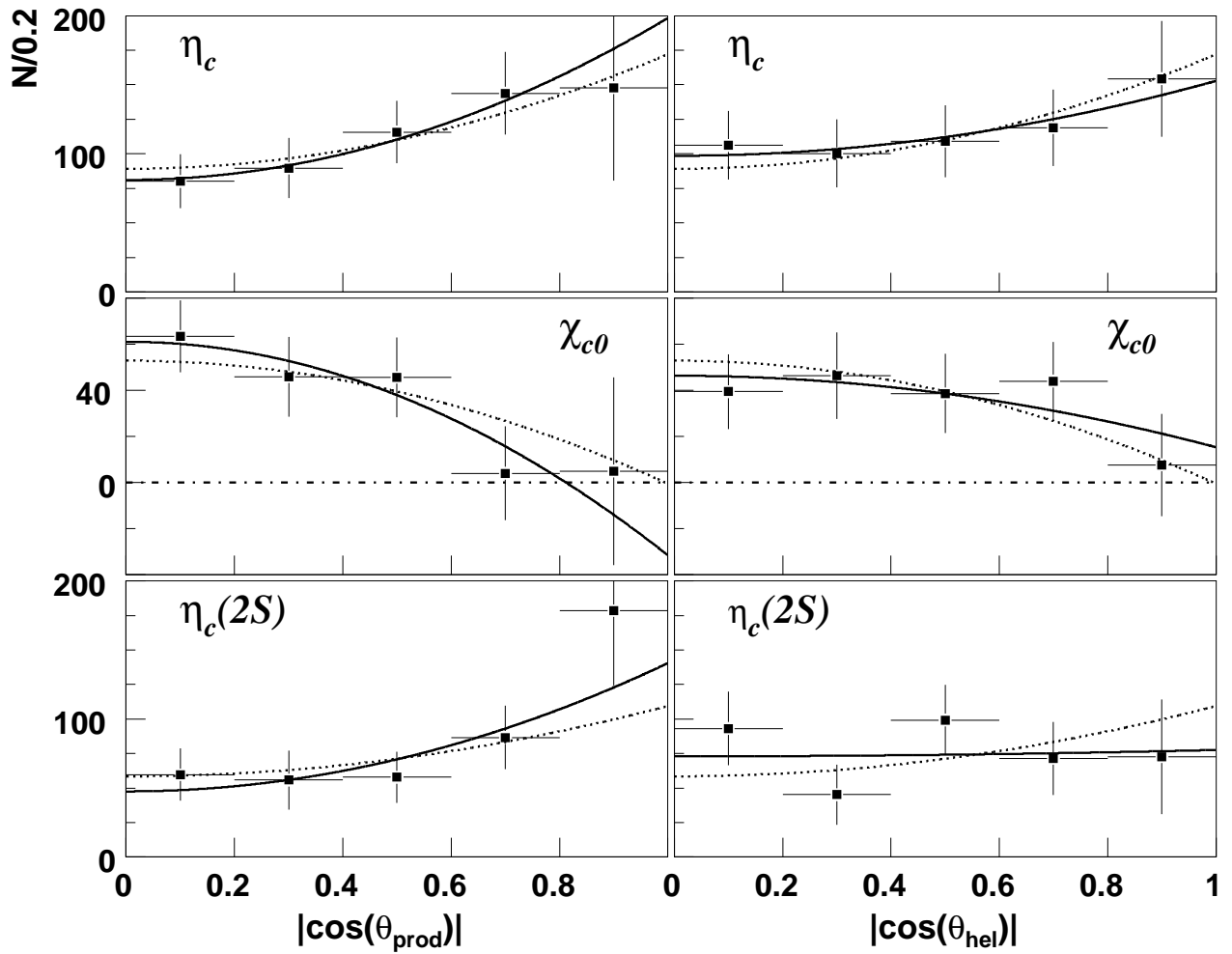


Рис. 4: Распределения $|\cos \theta_{\text{prod}}|$ (слева) и $|\cos \theta_{\text{hel}}|$ (справа) для процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$ (верхний ряд), $e^+e^- \rightarrow J/\psi \chi_{c0}$ (средний ряд) и $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c(2S)$ (нижний ряд). Сплошные кривые показывают результаты индивидуальных подгонок каждого распределения, пунктирные линии — совместных подгонок распределений $\cos \theta_{\text{prod}}$ и $\cos \theta_{\text{hel}}$ с условием $\alpha_{\text{prod}} = \alpha_{\text{hel}}$.

ным для каждого из трех процессов. Он определяется четностью состояния чармония в отдаче к J/ψ , а также зависит от динамики рождения пары. Результат подгонки угловых распределений функцией $A(1 + \alpha \cos^2 \theta)$ показан на рис. 4 сплошными линиями, а полученные значения α (где α_{prod} и α_{hel} обозначают результаты подгонок распределений по θ_{prod} и θ_{hel} , соответственно) приведены в табл. 2 (“Независимые подгонки”). Из закона сохранения

Таблица 2: Параметры α , полученные из подгонки распределений по углу рождения и поляризации J/ψ в процессах $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{res}}$.

$(c\bar{c})_{\text{res}}$	α_{prod}	α_{hel}	$\alpha_{\text{hel}} \equiv \alpha_{\text{prod}}$	$L = L_{\text{min}}$	НРКХД
η_c	$1.4^{+1.1}_{-0.8}$	$0.5^{+0.7}_{-0.5}$	$0.93^{+0.57}_{-0.47}$	1	1
χ_{c0}	-1.7 ± 0.5	$-0.7^{+0.7}_{-0.5}$	$-1.01^{+0.38}_{-0.33}$	-1	0.25
$\eta_c(2S)$	$1.9^{+2.0}_{-1.2}$	$0.3^{+1.0}_{-0.7}$	$0.87^{+0.86}_{-0.63}$	1	1

углового момента в предположении однофотонной аннигиляции ожидается выполнение условия $\alpha_{\text{prod}} = \alpha_{\text{hel}}$. Значения, приведенные в таблице, свидетельствуют, что это равенство хорошо выполняется в пределах ошибок для всех трех состояний чармония. Для повышения точности измерения была выполнена дополнительная одновременная подгонка пары распределений по $|\cos \theta_{\text{prod}}|$ и $|\cos \theta_{\text{hel}}|$ с условием $\alpha_{\text{prod}} = \alpha_{\text{hel}}$. Ее результаты приведены в табл. 2 (“Одновременная подгонка”) и показаны на рис. 4 пунктирными линиями. Параметр α для состояний η_c и $\eta_c(2S)$ хорошо согласуется со значением $\alpha = 1$, ожидаемым из расчетов НРКХД и соответствующим p -волне. Для χ_{c0} параметр α близок к -1 , что противоречит предсказаниям НРКХД, ожидающей $\alpha \approx 0.25$. Последнее означает, что НРКХД не только не описывает абсолютную амплитуду процесса, но и неправильно оценивает долю вклада в него двух поляризаций J/ψ .

В этой главе представлен также поиск аналогичных процессов парного рождения чармония $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) (c\bar{c})_{\text{res}}$, где $\psi(2S)$ в конечном состоянии восстанавливался в канале распада на $J/\psi\pi^+\pi^-$. Спектр масс отдачи к $\psi(2S)$ показан на рис. 5. Как и в спектре $M_{\text{rec}}(J/\psi)$, отчетливо видны три состояния чармония: η_c , χ_{c0} и $\eta_c(2S)$. Подгонка этого спектра аналогична, осуществленной для $M_{\text{rec}}(J/\psi)$. Единственное отличие состояло в том, что

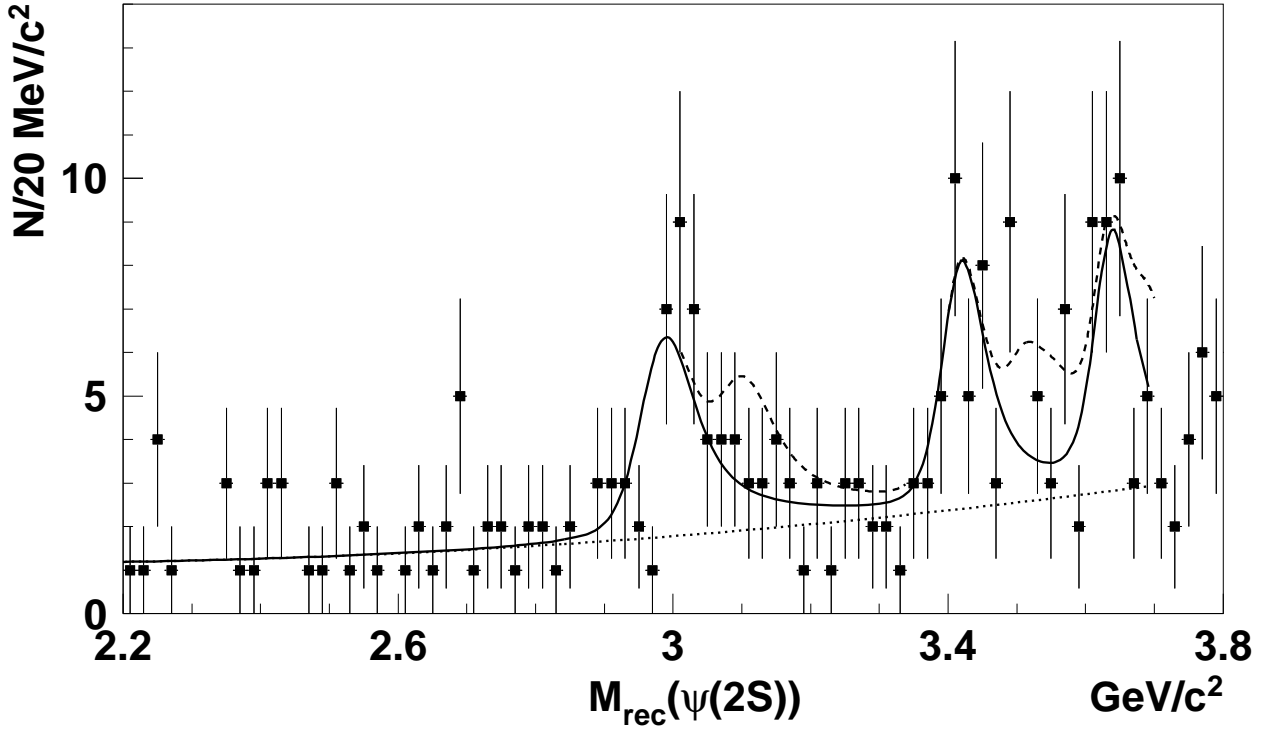


Рис. 5: Спектр масс отдачи к восстановленным кандидатам $\psi(2S)$. Подгонка, показанная сплошной линией, выполнена в предположении вклада трех состояний чармония в отдаче: η_c , χ_{c0} и $\eta_c(2S)$. Верхние пределы на вклады J/ψ , χ_{c1} , χ_{c2} и $\psi(2S)$ показаны штриховыми линиями. Пунктирные линии — вклад фона.

Таблица 3: Выход сигнальных событий, статистическая значимость сигналов и борновские сечения для процессов $e^+e^- \rightarrow \psi(2S)(c\bar{c})_{\text{res}}$. Верхние пределы даны на 90% У. Д.

$(c\bar{c})_{\text{res}}$	N	\mathcal{N}^σ	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(2S)(c\bar{c})_{\text{res}}) \times \mathcal{B}_{>0}$
η_c	36.7 ± 10.4	4.2	$16.3 \pm 4.6 \pm 3.3$
J/ψ	$6.9 \pm 8.9 (< 22)$	—	< 16.9
χ_{c0}	35.4 ± 10.7	3.5	$12.5 \pm 3.8 \pm 2.7$
$\chi_{c1} + \chi_{c2}$	$6.6 \pm 8.0 (< 20)$	—	< 8.6
$\eta_c(2S)$	36.0 ± 11.4	3.4	$16.0 \pm 5.1 \pm 3.8$
$\psi(2S)$	$-8.3 \pm 8.5 (< 15)$	—	< 5.2

массы всех состояний чармония были зафиксированы согласно табличным значениям. Результаты подгонки представлены в табл. 3. На рис. 5 сплошной линией показан результат подгонки с исключенными из аппроксимирующей функции вкладами J/ψ , χ_{c1} , χ_{c2} и $\psi(2S)$, оказавшимися совместимыми с нулем. Штриховая линия показывает случай, когда вклады J/ψ , χ_{c1} , χ_{c2} и $\psi(2S)$ выставлены согласно верхнему пределу на 90% У. Д., пунктирная линия — вклад фона. Полная систематическая ошибка составила 24%. Полученные сечения, умноженные на вероятности распада чармония в отдаче к $\psi(2S)$ на две и более заряженные частицы ($\mathcal{B}_{>0}$), представлены в табл. 3.

В результате работы, представленной в этой главе, используя бóльшую статистику, было подтверждено обнаружение процессов парного рождения чармония: $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$, $J/\psi \chi_{c0}$ и $J/\psi \eta_c(2S)$. Калибровка массы отдачи к J/ψ исключила возможность альтернативных интерпретаций обнаруженных пиков в распределении масс отдачи к J/ψ . Статистическая значимость и статистические ошибки существенно улучшены по сравнению с результатами первого исследования. В измеренных сечениях процессов была устранена модельная ошибка и существенно уменьшена систематическая погрешность за счет углового анализа. Верхний предел на сечение процесса $\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi J/\psi) \times \mathcal{B}_{>2}$ составил 9.1 фб на 90% У. Д. Хотя этот предел не находится в противоречии с рассчитанным сечением в рамках НРКХД [24], предположение, что существование этого процесса приводит к большому сигналу, интерпретируемому как $J/\psi \eta_c$, исключается. Измерены верхние пределы на сечения ряда других процессов парного рождения чармония и впервые обнаружены процессы парного рождения $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \eta_c$, $\psi(2S) \chi_{c0}$ и $\psi(2S) \eta_c(2S)$. Сечения этих процессов оказались сравнимы с аналогичными сечениями процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{res}}$.

В **Главе 7** представлены два измерения совместного рождения J/ψ и адронов с открытым очарованием. Задачей первого было доказательство существования процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi DX$, ожидаемого столь малым, что его экспериментальное обнаружение стало сюрпризом. Совместное рождение J/ψ с D^{*+} или D^0 -мезонами в континууме было впервые найдено автором в 2002 г. на статистике 46.2 фб^{-1} [2, 9]. Стратегия отбора событий была направлена на получение максимально чистого образца событий, в котором присутствуют пары J/ψ и $D^{*\pm}$ -мезонов (или J/ψ и D^0 -мезонов), рожденных совместно в e^+e^- аннигиляции. Для изучения ассоциированного рождения $J/\psi D^{*+}$, D^{*+} -мезон восстанавливался в распаде на $D^0 \pi^+$, используя пять

каналов распада D^0 : $K^-\pi^+$, K^-K^+ , $K^-\pi^-\pi^+\pi^+$, $K_S^0\pi^+\pi^-$ и $K^-\pi^+\pi^0$. Для изучения совместного рождения $J/\psi D^0$ были использованы самые чистые каналы восстановления D^0 -мезона: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ и $D^0 \rightarrow K^-K^+$. Для устранения фона от B -мезонов накладывалось дополнительное ограничение:

$$p_{(D^0)D^{*+}}^* > 2.6 \text{ ГэВ}/c \quad \text{или} \quad p_{\ell^-}^* > 2.6 \text{ ГэВ}/c \quad \text{или} \quad p_{\ell^+}^* > 2.6 \text{ ГэВ}/c, \quad (3)$$

то есть хотя бы одна из частиц, должна была иметь импульс выше кинематического предела для распада B -мезонов.

Зависимость массы J/ψ -кандидата от массы D^{*+} -кандидата и проекция этого двумерного распределения на ось $M(D^0\pi^+)$ из сигнального интервала масс J/ψ -кандидатов показаны на рис. 6 а) и б), соответственно. Число D^{*+} -мезонов из сигнального интервала масс J/ψ -кандидатов определялось из подгонки спектра $M(D^0\pi^+)$ суммой функции распределения Гаусса и пороговой функции $A\sqrt{M(D^0\pi^+) - M_{D^0} - M_{\pi^+}}$. В результате подгонки был найден выход D^{*+} -мезонов, равный $N_{D^{*+}} = 10.5_{-3.0}^{+3.6}$. Чтобы учесть возможный вклад реальных D^{*+} -мезонов, не ассоциированных с рождением J/ψ (например, из процессов $e^+e^- \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D^{*\pm}X$, в которых нашлись два лептона, образующих J/ψ -кандидат), осуществлялась подгонка спектра $M(D^0\pi^+)$ из контрольного интервала масс J/ψ -кандидатов (рис. 6 с), заштрихованная гистограмма). Число таких кандидатов составило $N_{D^{*+}} = 0.4 \pm 0.3$ после нормировки на десятикратную ширину контрольного интервала. Число $J/\psi D^{*+}$ пар равно разности этих двух чисел: $N_{J/\psi D^{*+}} = 10.1_{-3.0}^{+3.6}$. Статистическая значимость сигнала ассоциированного рождения $J/\psi D^{*+}$ составила 5.3 стандартных отклонения. Значимость оценивалась из совместной подгонки спектров $M(D^0\pi^+)$ из сигнального и контрольного интервалов масс J/ψ -кандидатов.

Аналогичный анализ выполнен для комбинаций $J/\psi D^0$. Зависимость массы J/ψ -кандидата от массы D^0 -кандидата показана на рис. 6 с), а проекция этого двумерного распределения на ось $M(K^-\pi^+)$ из сигнального интервала масс J/ψ -кандидатов — на рис. 6 d) точками с ошибками. Полученное из подгонки число D^0 -мезонов в сигнальном интервале J/ψ равно $N_{D^0} = 15.9_{-4.7}^{+5.4}$, а в контрольном интервале J/ψ (заштрихованная гистограмма) $N_{D^0} = 1.0 \pm 0.8$. Сигнал D^0 в подгонке описывался функцией распределения Гаусса, а фон — линейной функцией. Число совместно рожденных $J/\psi D^0$ пар составило $N_{J/\psi D^0} = 14.8_{-4.8}^{+5.4}$, а статистическая значимость сигнала ассоциированного рождения $J/\psi D^0$ оказалась равной 3.5 стандартным отклонениям.

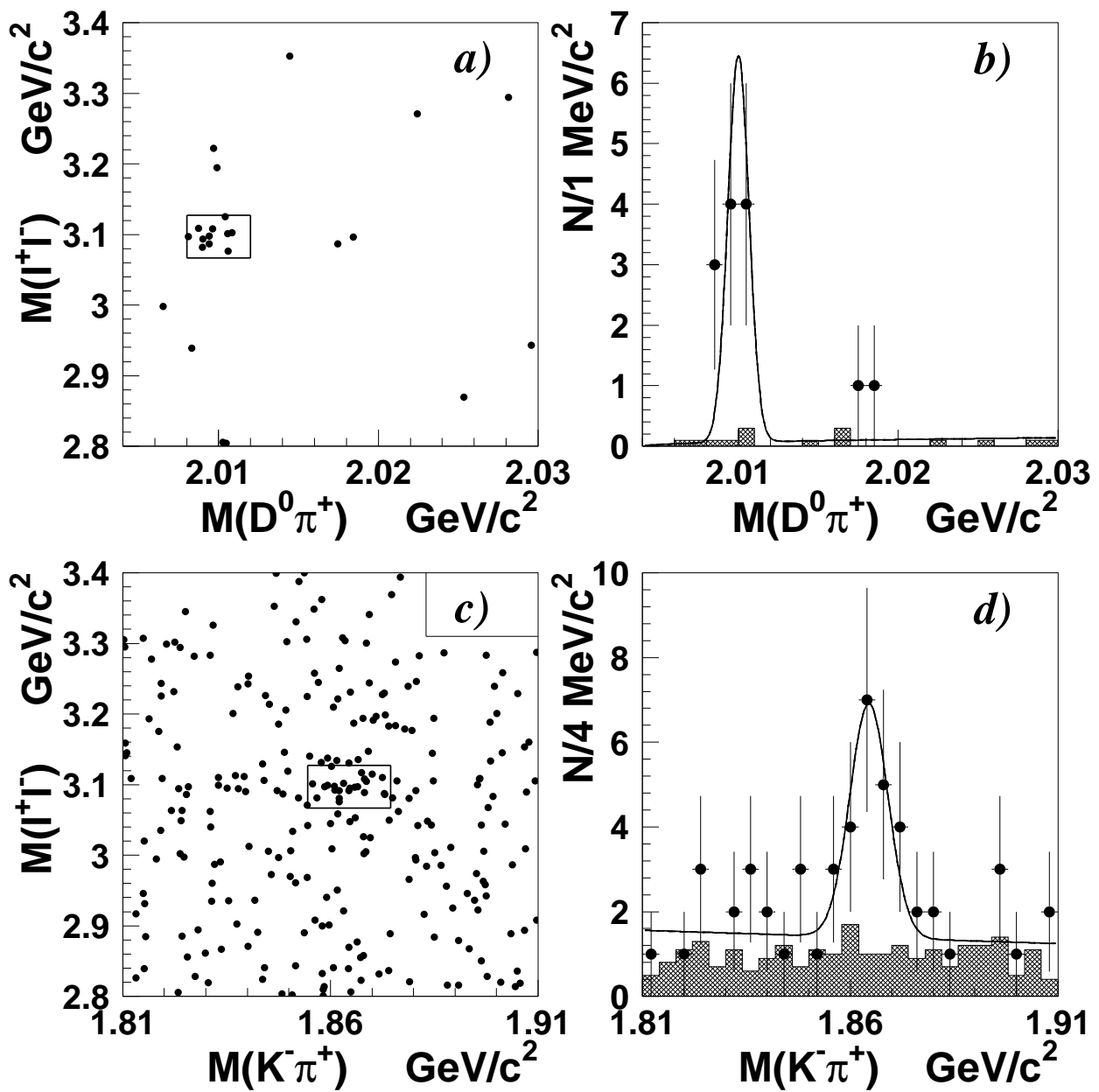


Рис. 6: *a)* Зависимость $M(\ell^+\ell^-)$ от $M(D^0\pi^+)$; *b)* проекция на ось $M(D^0\pi^+)$; *c)* Зависимость $M(\ell^+\ell^-)$ от $M(K^-\pi^+)$; *d)* проекция на ось $M(K^-\pi^+)$. Точки с ошибками соответствуют сигнальному интервалу, заштрихованная гистограмма — нормированному контрольному образцу. Кривые показывают результаты подгонки распределений для сигнального интервала.

Сначала были вычислены сечения $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^{*+} X$ и $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^0 X$, используя измеренные числа восстановленных пар $(J/\psi D^{*+})$ и $(J/\psi D^0)$. Основная сложность расчетов состояла в правильной оценке эффективностей реконструкции J/ψ и D -мезонов, а также эффективностей примененных критериев отбора. Кинематические характеристики сигнальных событий $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ в моделировании были поправлены в соответствии с кинематикой данных. Возможная ошибка моделирования внесена в систематическую погрешность. Полные эффективности восстановления пары $J/\psi D^{*+}$ и $J/\psi D^0$ составили $\epsilon_{J/\psi D^{*+}} = (4.1 \pm 1.0) \times 10^{-4}$ и $\epsilon_{J/\psi D^0} = (3.7 \pm 0.8) \times 10^{-4}$. Полученные значения позволили вычислить сечения двух процессов ассоциированного рождения: $\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi D^0 X) = (0.92_{-0.31}^{+0.37} \pm 0.21)$ пб и $\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi D^{*+} X) = (0.53_{-0.15}^{+0.18} \pm 0.14)$ пб. Затем из полученных сечений определялось сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$, полагаясь на модельные предсказания вероятностей фрагментации $c\bar{c}$ в D^0 и D^{*+} , равные 1.19 и 0.43, соответственно. Усредняя два полученных значения (при этом учитывая, что два события входят в оба образца данных, как в $J/\psi D^0$, так и в $J/\psi D^{*+}$), было получено

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}) = (0.91_{-0.20}^{+0.23} \pm 0.23) \text{ пб.} \quad (4)$$

Последующее измерение сечения $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$, выполненное на статистике 101 фб^{-1} [4, 10], было направлено на устранение модельной зависимости и уменьшение систематической неопределенности. Для этого пришлось отказаться от использования критерия отбора (3), поскольку его эффективность модельно зависима. Чтобы не полагаться на модель фрагментации c -кварка в очарованные адроны, восстанавливались все возможные конечные основные состояния очарованных адронов: $H_c = D^0, D^+, D_s^+$ и Λ_c^+ . D^0 -мезоны восстанавливались в двух каналах распада $K^-\pi^+$ и $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$; для восстановления D^+ -мезонов использовался распад в $K^-\pi^+\pi^+$; D_s^+ -мезоны восстанавливались в распаде $K^-K^+\pi^+$, а Λ_c^+ в $pK^-\pi^+$. Для определения числа реальных $J/\psi H_c$ пар, спектр масс J/ψ -кандидатов из области $2.7 \text{ ГэВ}/c^2 < M(\ell^+\ell^-) < 3.5 \text{ ГэВ}/c^2$ был разбит на интервалы малой ширины ($\Delta M_{\ell^+\ell^-} = 10 \text{ МэВ}/c^2$), и в каждом из 80 интервалов было определено число H_c из подгонки спектров инвариантных масс H_c -кандидатов. Число H_c , определенное подгонкой, как функция $M_{\ell^+\ell^-}$ отложено на рис. 7 точками с ошибками. Видно, что в области масс J/ψ наблюдается избыток почти всех очарованных адронов (кроме Λ_c^+), который и составляют события с совместным рождением J/ψ и одного из D^0, D^+ или D_s^+ . Для определения числа

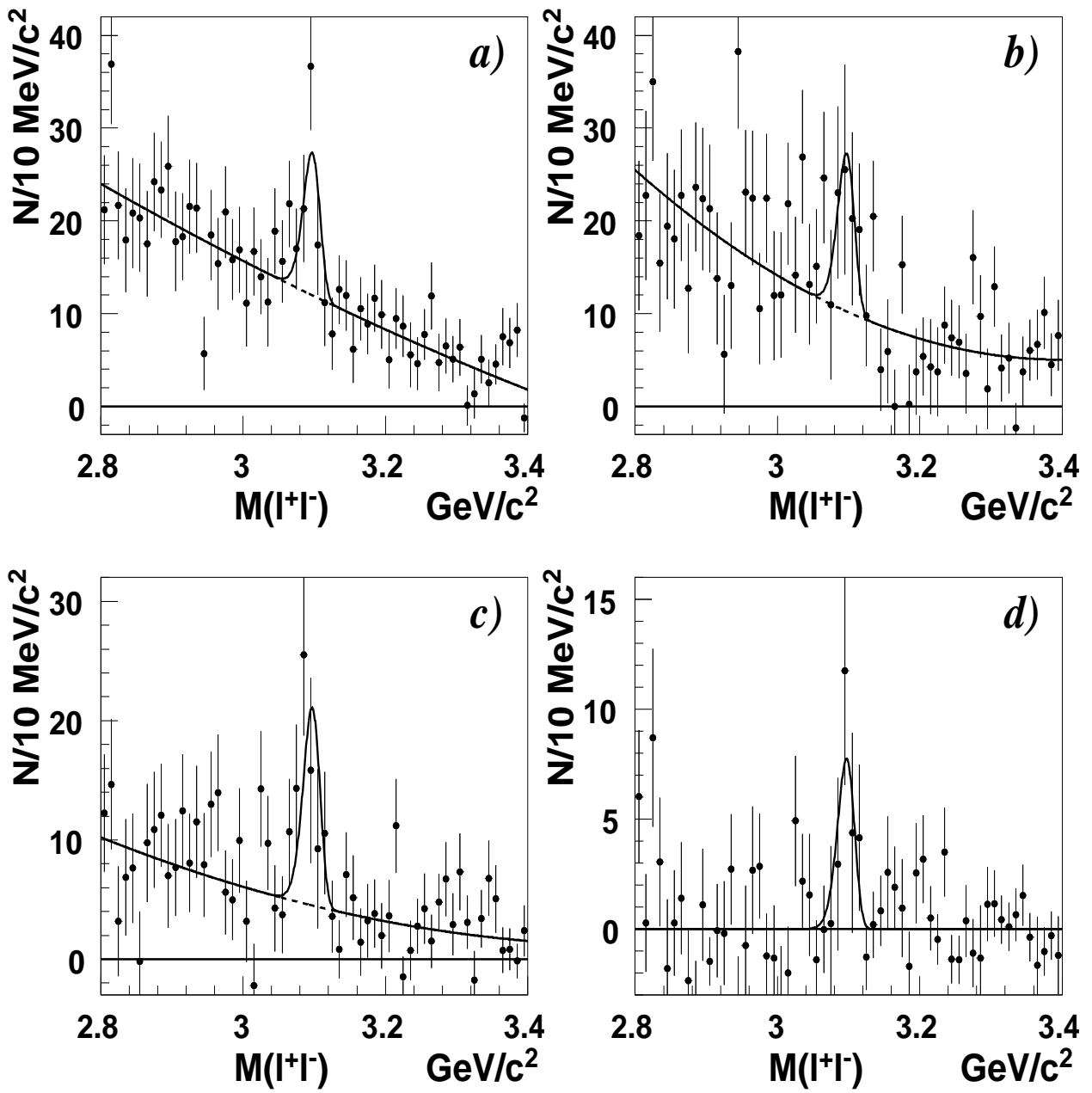


Рис. 7: Число сигнальных событий очарованных мезонов в интервалах массы l^+l^- : a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$; b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$; c) $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$; d) $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Кривые — результат подгонки.

J/ψ в событиях, в которых найден H_c , полученные распределения подгонялись суммой сигнальной функции для J/ψ и полиномом второй степени для описания фона. Результаты подгонки показаны на рис. 7 сплошной линией и приведены в табл. 4. Из последней подгонки оценивалась значимость об-

Таблица 4: Число реконструированных $J/\psi H_c$ пар ($N_{\text{событий}}$), значимость сигналов (\mathcal{N}_σ), эффективность восстановления $J/\psi H_c$ пар ($\epsilon_{H_c} \times \mathcal{B}(H_c)$) и вероятности $c\bar{c} \rightarrow H_c$ в предсказании модели Lund ($f(c\bar{c} \rightarrow H_c)$).

H_c	$N_{\text{событий}}$	\mathcal{N}_σ	$\epsilon_{H_c} \times \mathcal{B}(H_c)$	$f(c\bar{c} \rightarrow H_c)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	49.6 ± 13.3	3.7	0.016 ± 0.001	1.19
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	53.0 ± 21.2	2.5	0.016 ± 0.002	1.19
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	56.2 ± 15.4	3.6	0.027 ± 0.002	0.44
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	23.8 ± 9.4	2.6	0.013 ± 0.002	0.22
$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$	3.0 ± 4.2	—	0.018 ± 0.003	0.13

наружения пары $J/\psi H_c$. Просуммированная по всем H_c она составила 6.3 стандартных отклонения.

Эффективность восстановления оценивалась из моделирования событий. Кинематическая зависимость эффективности восстановления H_c очень мала и учтена в систематической ошибке. Поскольку вычисляется отношение сечений $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ и $e^+e^- \rightarrow J/\psi X$, кинематическая зависимость эффективности J/ψ сокращается. Сначала это отношение определялось, используя предсказания модели Lund для вероятности фрагментации $c\bar{c}$ в очарованные адроны, для каждого H_c по отдельности. Усредняя пять независимых значений отношения сечений получаем

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi X)} = \left\langle \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi X)} \Big|_{H_c} \right\rangle = 0.67 \pm 0.12, \quad (5)$$

причем χ^2 усреднения, нормированный на число степеней свободы, равен 1.25. Это означает, что предсказания модели Lund находятся в неплохом согласии с полученными выходами различных очарованных адронов. Модельную ошибку можно полностью устранить, просуммировав числа восстановленных H_c , поправленных на эффективность. При вычислении сечения

возможным вкладом Ξ_c , выход которого ожидается меньше 2%, пренебрегли и учли вклад процесса парного рождения чармония. Число восстановленных J/ψ во всем интервале масс отдачи составило $N_{J/\psi} = 5002 \pm 88$. Отношение сечений процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ и инклюзивного рождения J/ψ равно

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi X)} &= \frac{0.5 \cdot (N_{D^0} + N_{D^+} + N_{D_s^+} + N_{\Lambda_c}) + N_{(c\bar{c})_{res}}}{N_{J/\psi}} = \\ &= \frac{0.5 \cdot (N_{D^0} + N_{D^+} + N_{D_s^+} + N_{\Lambda_c}) + N_{\eta_c} + N_{\chi_{c0}} + N_{\eta_c(2S)}}{N_{J/\psi}} + \\ &+ \frac{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi X)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \epsilon_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-}} \cdot \frac{N_{\eta_c}^{\psi(2S)} + N_{\chi_{c0}}^{\psi(2S)} + N_{\eta_c(2S)}^{\psi(2S)}}{N_{J/\psi}} = \\ &= \frac{0.5 \cdot (7240 \pm 1240) + (458 \pm 42)}{(5002 \pm 88)} = 0.82 \pm 0.15 \pm 0.14. \quad (6) \end{aligned}$$

Измеренное отношение сечений почти на порядок превосходит теоретические предсказания [16].

Глава 8 посвящена результатам изучения спектра масс отдачи к J/ψ на существенно большей статистике данных (450 фб^{-1}) и в расширенном интервале $M_{\text{rec}}(J/\psi)$ [5–7]. В полученном спектре, показанном на рис. 8, помимо трех ранее найденных пиков наблюдается четвертый пик в области масс отдачи выше порога открытого чарма, вблизи массы $3.9 \text{ ГэВ}/c^2$. Подгонка этого спектра была выполнена в предположении, что четвертый пик обусловлен вкладом одного резонанса. Сигнальная функция представляла собой сумму четырех вкладов, каждый из которых определен в полной аналогии с ранее использованной процедурой. Поскольку характеристики четвертого резонанса были неизвестны, не только его масса, но и его ширина оставались свободными параметрами подгонки. Функция, описывающая фон, являлась суммой полинома второй степени и пороговой функции $\sqrt{M_{\text{rec}}(J/\psi) - 2M_D}$. Последний член учитывает вклад процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{non res}}$. Дополнительные пороговые функции, соответствующие возможным вкладам $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}^*$ и $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^*\bar{D}^*$, учитывались при вычислении систематической погрешности и для консервативной оценки значимости сигнала. Результаты подгонки показаны на рис. 8 сплошной кривой и приведены в табл. 5. Значимость сигнала $X(3940)$ составила 5.0σ . Ширина $X(3940)$ согласно подгонке совместима с нулем в пределах большой статистической ошибки: $\Gamma = (39 \pm 26) \text{ МэВ}/c^2$.

Поскольку масса нового состояния лежит выше порогов рождения $D\bar{D}$

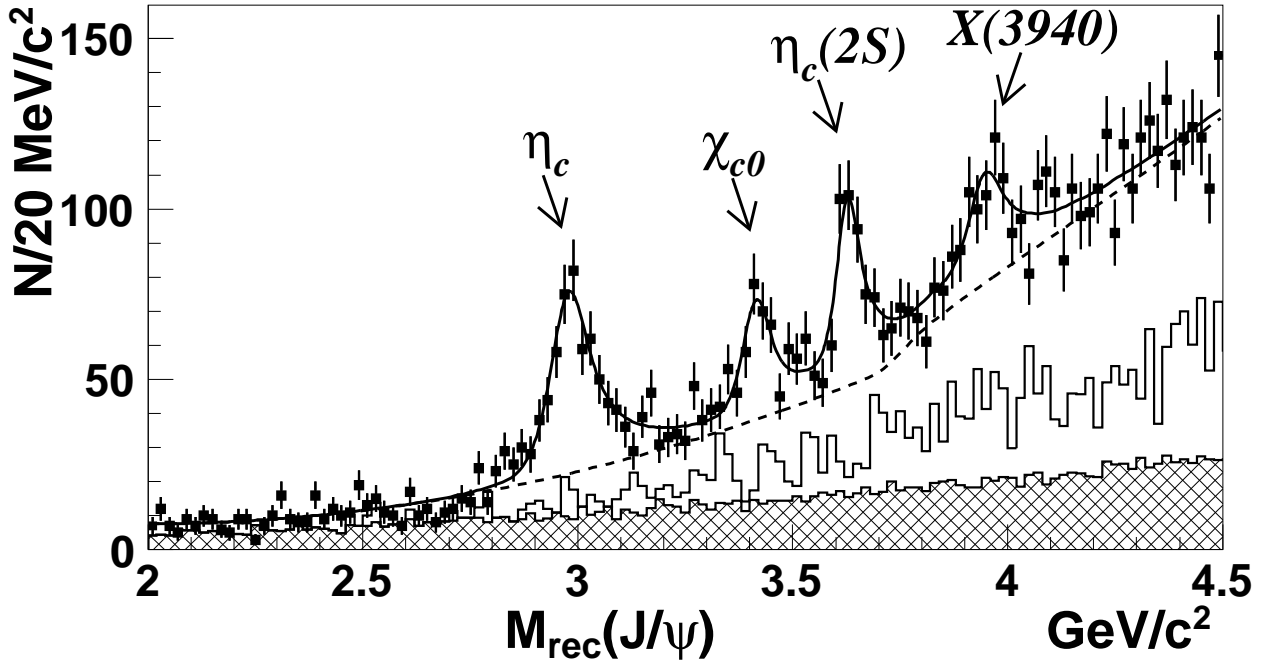


Рис. 8: Спектр масс отдачи к восстановленным кандидатам J/ψ (точки с ошибками). Заштрихованная гистограмма соответствует нормированному контрольному образцу фоновых событий. Гистограмма показывает вклад каскадных распадов $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$. Результат подгонки изображен сплошной кривой, фон показан штриховой линией.

Таблица 5: Выход сигнальных событий, масса состояний чармония и статистическая значимость сигналов для процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi (c\bar{c})_{\text{res}}$.

$(c\bar{c})_{\text{res}}$	N	$M [\text{GeV}/c^2]$	N_σ
η_c	501 ± 44	2.970 ± 0.005	15.3
χ_{c0}	230 ± 40	3.406 ± 0.007	6.3
$\eta_c(2S)$	311 ± 42	3.626 ± 0.005	8.1
$X(3940)$	266 ± 63	3.936 ± 0.014	5.0

и $D^{(*)}\bar{D}$, естественно ожидать, что основные моды распада $X(3940)$ происходят в эти конечные состояния. Из-за низкой эффективности D -мезона невозможно восстановить оба D -мезона в конечном состоянии. Поэтому был использован метод, позволивший увидеть десяток распадов, и получить разрешение по массе $X(3940)$ в 2 – 3 раза лучшее, чем в инклюзивном спектре. Восстанавливался только один D -мезон (D^0 или D^+) и J/ψ из конечного состояния $e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940) \rightarrow D^{(*)}\bar{D}$. О существовании второго (\bar{D} или \bar{D}^*) в событии можно было судить по пику в спектре массы отдачи к комбинации $J/\psi D$. Спектр масс отдачи к комбинациям $J/\psi D$ изображен на рис. 9 точками с ошибками для сигнальной области D -мезона. В нем действительно видны пики в области масс \bar{D} и \bar{D}^* , а также зна-

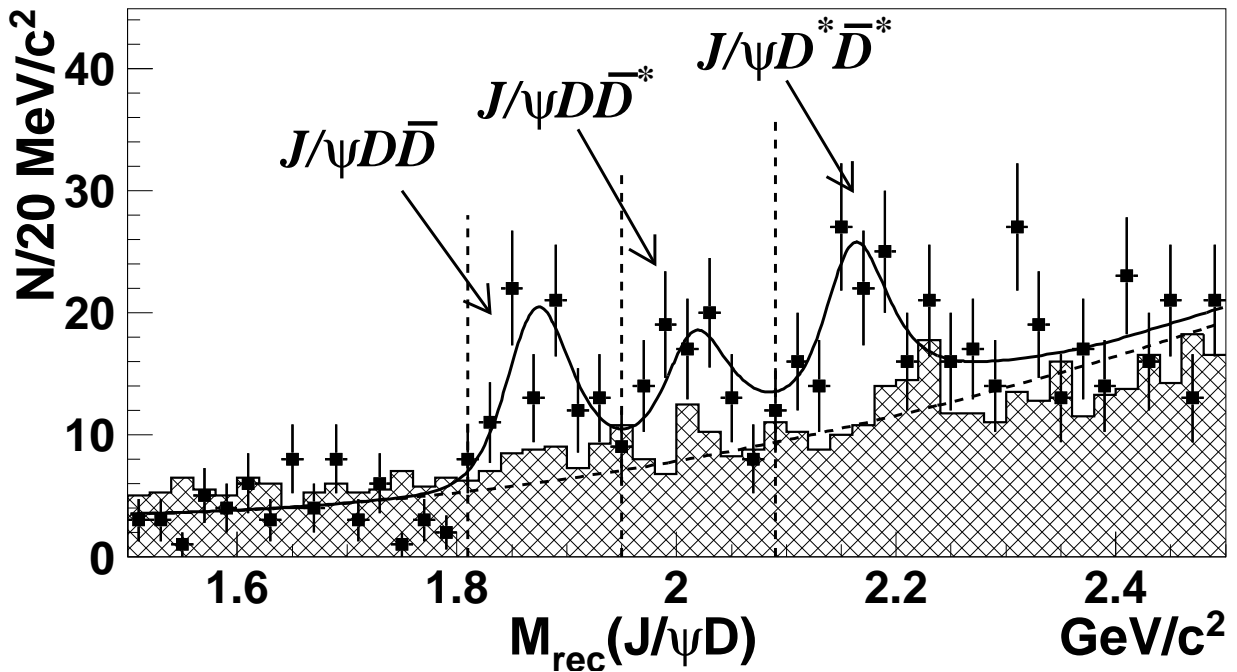


Рис. 9: Спектр масс отдачи к восстановленным комбинациям $J/\psi D$ (точки с ошибками). Заштрихованная гистограмма соответствует нормированному контрольному интервалу D -кандидатов. Сплошная кривая показывает результат подгонки, штриховая — вклад в аппроксимирующую функцию фоновой составляющей.

чимое превышение над фоном в области $\approx 2.2 \text{ ГэВ}/c^2$. Последний объясняется процессом $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^* \bar{D}^*$, когда $D^* \bar{D}^*$ пара находится в узкой области по фазовому объему (имеет массу около порога). События из контрольного интервала вблизи положения пика D имеют гладкое распределе-

ние (заштрихованная гистограмма на рис. 9). Подгонка этого спектра выполнена в предположении этих трех вкладов, причем формы всех сигналов фиксированы из моделирования. Фоновая функция — полином второй степени. В результате подгонки, изображенной на рис. 9 сплошной кривой, число событий в пике вблизи массы \bar{D} составило $N_{D\bar{D}} = 86 \pm 17$, а в пике $\bar{D}^* - N_{D^*\bar{D}} = 55 \pm 18$. Статистическая значимость сигналов \bar{D} и $\bar{D}^* - 5.1$ и 3.3 стандартных отклонения, соответственно. Были выбраны следующие критерии тагирования: процесс $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$ выделялся условием $|M_{\text{rec}}(J/\psi D) - M_D| < 70 \text{ МэВ}/c^2$, а для отбора событий $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}^*$ накладывалось требование $|M_{\text{rec}}(J/\psi D) - M_{D^*}| < 70 \text{ МэВ}/c^2$. Таким образом, два интервала не пересекаются и содержат более 70% тагируемых событий. Для улучшения разрешения по $X(3940) \rightarrow D\bar{D}^{(*)}$ осуществлялась кинематическая подгонка массы отдачи к комбинациям $J/\psi D$ в табличную массу D для тагированного процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$ или в табличную массу D^* для тагированного процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}^*$. В случае распада $X(3940) \rightarrow D\bar{D}^*$ восстановленный D может быть как прямым, так и каскадным из $X(3940) \rightarrow D^* \rightarrow D$. Хотя в последнем случае кажется, что выбранная подгонка некорректна, из-за малых фазовых объемов как распада $X(3940) \rightarrow D\bar{D}^*$, так и распада $\bar{D}^* \rightarrow \bar{D}\pi$ она по-прежнему существенно улучшает разрешение по $M_{\text{rec}}(J/\psi)$.

Спектры $M_{\text{rec}}(J/\psi)$ после тагирования и кинематической подгонки для областей сигналов $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$ и $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}^*$ показаны на рис. 10 а) и б), соответственно. Сигнал виден только в спектре, соответствующем распаду $X(3940) \rightarrow D\bar{D}^*$ (рис. 10 б)). Для оценки его значимости и определения параметров пика, этот спектр был подогнан суммой сигнальной и фоновой функций. Форма сигнала получена как свертка функции разрешения, вычисленной из моделирования, с функцией Брейта-Вигнера. Фон параметризован пороговой функцией: $[A + B \cdot M_{\text{rec}}(J/\psi)] \cdot \sqrt{M_{\text{rec}}(J/\psi) - M_{D^*} - M_D}$. В результате подгонки было найдено (24.5 ± 6.9) сигнальных события со статистической значимостью 5.0 стандартных отклонения. Аппроксимирующая функция показана на рис. 10 б) сплошной линией, вклад фоновой составляющей — штриховой линией. Измеренные масса и ширина $X(3940)$ составили $(3.943 \pm 0.006) \text{ ГэВ}/c^2$ и $(15.4 \pm 10.1) \text{ МэВ}/c^2$, что хорошо согласуется с результатами подгонки инклюзивного спектра. Аналогичная подгонка выполнена для спектра на рисунке 10 а). Поскольку сигнал $X(3940)$ в этом распределении не виден, его параметры (масса и ширина) были зафиксированы из результатов предыдущей подгонки. Число сигнальных событий

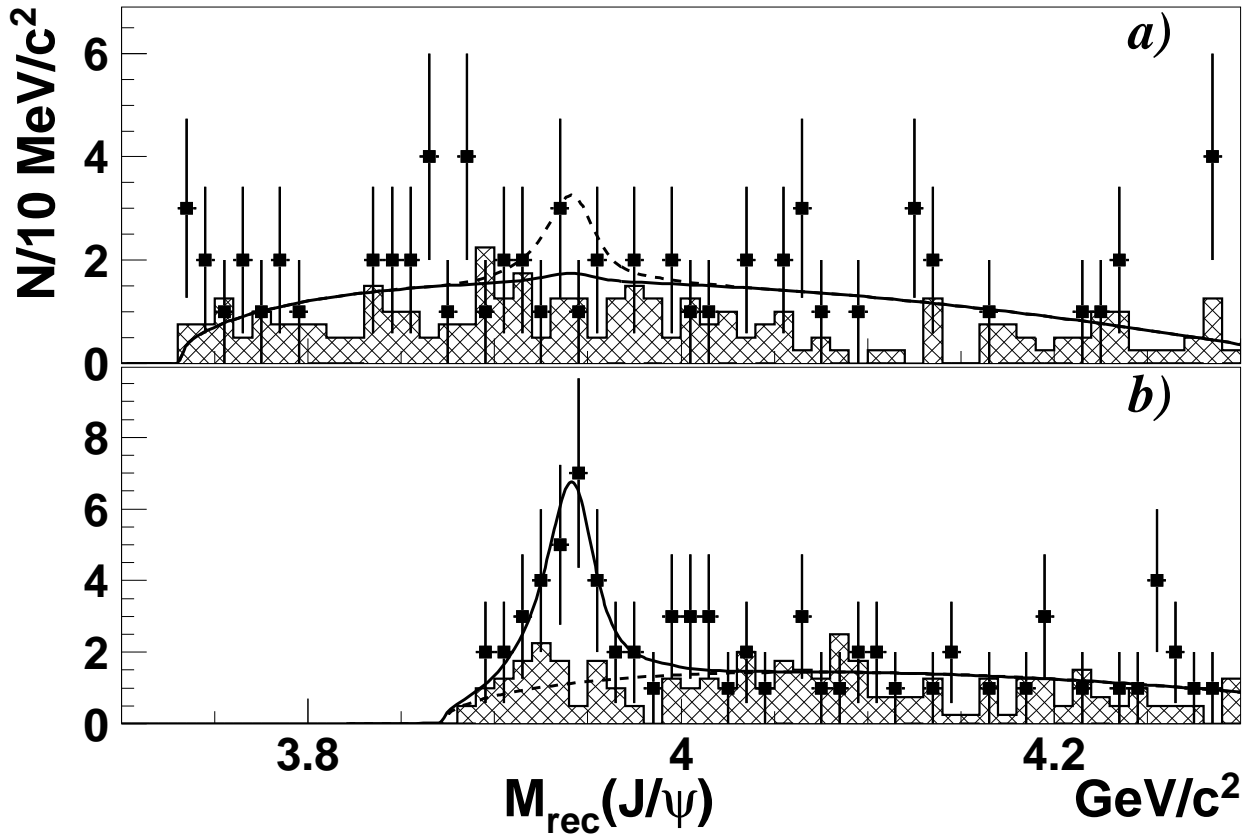


Рис. 10: Спектр $M_{\text{rec}}(J/\psi)$ для событий тагированных и подогнанных как а) $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$, б) $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^*\bar{D}$. Заштрихованная гистограмма соответствует нормированному контрольному интервалу около положения пика D . Сплошная кривая соответствует результату подгонки, пунктирная показывает: а) вклад фоновой составляющей, б) верхний предел на вклад $X(3940)$.

составило $0.2^{+4.4}_{-3.5}$, что соответствует верхнему пределу 8.1 события на 90% У. Д. на сигнал распада $X(3940) \rightarrow D\bar{D}$.

Параметры $X(3940)$ вычислялись из подгонки распределения, тагированного как $D\bar{D}^*$. Систематическая ошибка измерения массы $X(3940)$ определялась, в основном, неопределенностью процедуры подгонки (форма фона и сигнала) и составила 6 МэВ/ c^2 . Верхний предел на ширину $X(3940)$ с учетом систематической ошибки составил $\Gamma < 52$ МэВ/ c^2 на 90% У. Д.

Незадолго до публикации этой работы сотрудничество Belle в распадах B -мезонов обнаружило “чармониеподобное” состояние с близкой массой, $Y(3940)$, распадающееся на $J/\psi \omega$. Хотя измеренная ширина $Y(3940)$ составила ~ 100 МэВ/ c^2 , что существенно больше измеренной ширины $X(3940)$

($15.4 \pm 10.1 \text{ МэВ}/c^2$), из-за больших ошибок в измерении было невозможно утверждать однозначно, что $X(3940)$ и $Y(3940)$ разные частицы. Чтобы удостовериться, что $X(3940)$ действительно отличен от $Y(3940)$, была измерена вероятность распада $X(3940) \rightarrow J/\psi \omega$. Для увеличения эффективности реконструировались только $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и один из двух J/ψ ожидаемого конечного состояния $J/\psi J/\psi \omega$. Невосстановленный J/ψ -мезон идентифицировался как пик в массе отдачи к комбинации $(J/\psi \omega)$. Сигнал распада $X(3940)$ на $J/\psi \omega$ ожидался в спектре инвариантных масс $J/\psi \omega$, предполагая, что восстановленный J/ψ родился в распаде $X(3940)$. Зависимость $M_{\text{rec}}(J/\psi \omega)$ от $M(J/\psi \omega)$ для данных показана на рис. 11 *a*). Проекция двумерного распределения на ось $M(J/\psi \omega)$ с требованием $|M_{\text{rec}}(J/\psi \omega) - M_{J/\psi}| < 100 \text{ МэВ}/c^2$ приведена на рис. 11 *b*). Подгонка этого распределения выполнена с параметрами сигнала, зафиксированными из результатов подгонки спектра масс $D^* \bar{D}$, фон описан пороговой функцией. Число сигнальных событий в результате подгонки составило $1.9_{-2.4}^{+3.2}$, что соответствует верхнему пределу 7.4 события на 90% У. Д.

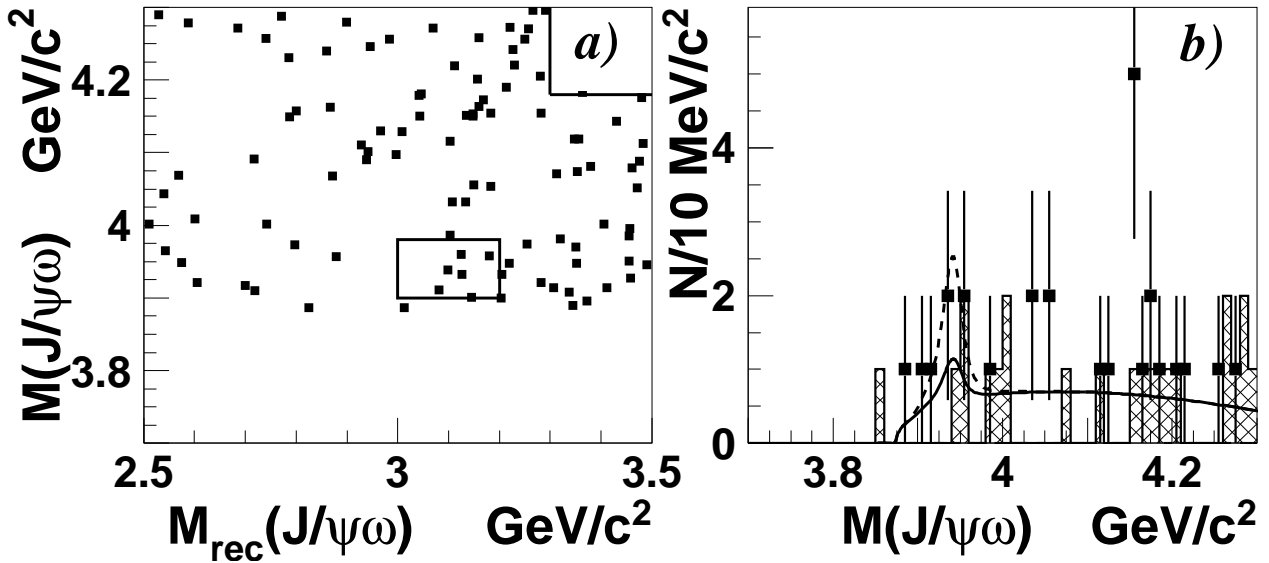


Рис. 11: *a*) Зависимость $M_{\text{rec}}(J/\psi \omega)$ от $M(J/\psi \omega)$, *b*) проекция на ось $M(J/\psi \omega)$, из сигнального интервала ω (точки с ошибками) и контрольного образца ($30 \text{ МэВ}/c^2 < |M(\pi^+ \pi^- \pi^0) - M_\omega| < 50 \text{ МэВ}/c^2$, заштрихованная гистограмма). Сплошная кривая показывает результат подгонки, пунктирная — верхний предел на вклад распада $X(3940) \rightarrow J/\psi \omega$.

Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940)$ вычислялось по аналогии с процедурой, описанной в шестой главе, и составило 0.69 от полного сечения (в предположении независимости форм-факторов от $Q_{\gamma^*}^2$). Результат выражен в виде произведения сечения на вероятность распада $X(3940)$ на более чем две заряженные частицы ($\mathcal{B}_{>2}$):

$$\sigma_{\text{Born}} \times \mathcal{B}_{>2} = (10.6 \pm 2.5 \pm 2.4) \text{ фб}. \quad (7)$$

Среди распадов $X(3940)$ в более чем две заряженные частицы была вычислена доля распадов в $D^*\bar{D}$ ($\mathcal{B}_{>2}(X(3940) \rightarrow D^*\bar{D})$). Чтобы устранить корреляцию между образцами данных, использованными для расчета инклюзивного выхода $X(3940)$ и тагированных распадом $D^*\bar{D}$, в первом образце данных было наложено вето на $D^*\bar{D}$ тагирование. Из совместной подгонки двух распределений после поправки на эффективность тагирования было получено:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{>2}(X(3940) \rightarrow D^*\bar{D}) &= (96_{-32}^{+45} \pm 22)\% \\ &(> 45\% \text{ на } 90\% \text{ У. Д.}), \end{aligned} \quad (8)$$

где при вычислении нижнего предела учтена систематическая ошибка. В пределе малой вероятности распадов $X(3940)$ на две или ноль заряженных частиц, вычисленное значение $\mathcal{B}_{>2}(X(3940) \rightarrow D^*\bar{D})$ переходит в обычную вероятность распада.

Верхние пределы на распады $X(3940)$ в конечные состояния $D\bar{D}$ и $J/\psi\omega$ с учетом систематических погрешностей составили:

$$\mathcal{B}(X(3940) \rightarrow D\bar{D}) < 41\% \quad \text{на } 90\% \text{ У. Д.} \quad (9)$$

и

$$\mathcal{B}(X(3940) \rightarrow J/\psi\omega) < 26\% \quad \text{на } 90\% \text{ У. Д.} \quad (10)$$

Последние значения, полученные в предположении, что вероятность распадов $X(3940)$ на две или ноль заряженных частиц мала, являются консервативной оценкой.

Глава 9 посвящена обсуждению полученных результатов. Приведено сравнение полученных результатов сечений процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi(c\bar{c})_{\text{res}}$ с измерениями сотрудничества *ВAВAР*. Результаты обоих экспериментов находятся в хорошем согласии друг с другом и в противоречии с предсказаниями НРКХД [23]. Последующие расчеты учли поправки в следующем за

лидирующем порядке разложения по α_s , что привело к увеличению теоретически предсказанного сечения в 1.8 раза [25]. Однако этого по-прежнему недостаточно, чтобы привести теоретические расчеты в согласие с экспериментальными измерениями.

В первом приближении в подходе НРКХД относительным движением кварков в чармонии пренебрегают, что верно лишь в пределе $m_Q \rightarrow \infty$. Альтернативный НРКХД подход предложен в работе А. Е. Бондаря и В. Л. Черняка [26], где волновая функция чармония изначально учитывает движение кварков и вычисляется в приближении светового конуса. Полученное в этой работе значение сечения

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow J/\psi + \eta_c) \simeq 33 \text{ фб}, \quad (11)$$

согласуется с нашими измерениями.

Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ также находится в противоречии с предсказаниями НРКХД, однако в случае инклюзивного процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ метод волновых функций в приближении светового конуса неприменим. Один из способов вычислений предложен в работе А. Б. Кайдалова [27]. Использование Редже траекторий позволяет получить оценку, непротиворечащую нашим измерениям.

Свойства найденного состояния $X(3940)$ (канал распада и механизм рождения) согласуются с гипотезой, что $X(3940) = \eta_c(3S)$, однако масса и ширина сильно отличаются от предсказанных значений для $\eta_c(3S)$ [28].

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

1. Впервые обнаружен пороговый скачок массы отдачи к J/ψ в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi X$. Положение порога указывает на доминирование процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ при рождении J/ψ в e^+e^- аннигиляции. Исследование эффективности критериев отбора показало, что пороговое поведение не связано со скачкообразной зависимостью эффективности от массы отдачи к J/ψ .
2. Впервые обнаружен процесс парного рождения чармония в e^+e^- аннигиляции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$. Измерено полное сечение этого процесса

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c(\gamma)) \times \mathcal{B}_{>2} = (0.033_{-0.006}^{+0.007} \pm 0.009) \text{ пб}. \quad (12)$$

3. В процессе парного рождения обнаружено новое состояние чармония $\eta_c(2S)$. Оценена масса этого состояния

$$M_{\eta_c(2S)} = (3.626 \pm 0.005 \pm 0.005) \text{ ГэВ}/c^2. \quad (13)$$

4. Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$, $e^+e^- \rightarrow J/\psi \chi_{c0}$ и $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c(2S)$ измерены в борновском приближении, без модельной неопределенности и с улучшенной статистической точностью.
5. Выполнен угловой анализ в процессах $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$. Измеренный поляризационный параметр $\alpha_{J/\psi}$ в случае, когда чармоний в отдаче представляет собой η_c или $\eta_c(2S)$, хорошо согласуется с $\alpha_{J/\psi} = 1$, ожидаемым из расчетов НРКХД и соответствующим минимальному угловому моменту между двумя состояниями чармония. Для процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \chi_{c0}$ параметр $\alpha_{J/\psi}$ близок к -1 , что не согласуется с предсказаниями НРКХД, ожидающей $\alpha_{J/\psi} \approx 0.25$.
6. Впервые обнаружены процессы $e^+e^- \rightarrow \psi(2S)(c\bar{c})_{\text{res}}$ и измерены их сечения. Значения сечений оказались близки сечениям аналогичных процессов $e^+e^- \rightarrow J/\psi(c\bar{c})_{\text{res}}$.
7. Впервые обнаружены процессы совместного рождения J/ψ с очарованным мезоном в e^+e^- аннигиляции: $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^0 X$ и $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^{*+} X$. На основании измеренного числа пар $J/\psi D^0$ и $J/\psi D^{*+}$ оценено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$.
8. В новом исследовании совместного рождения J/ψ с очарованными адронами сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ измерено без модельной ошибки

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi X)} = 0.82 \pm 0.15 \pm 0.14. \quad (14)$$

9. Впервые обнаружено новое "чармониеподобное" состояние, $X(3940)$, в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940)$. Измерено сечение этого процесса

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940)) \times \mathcal{B}_{>2}(X(3940)) = \\ = (10.6 \pm 2.5 \pm 2.4) \text{ фб}. \end{aligned} \quad (15)$$

10. Измерены масса и ширина нового состояния

$$M_{X(3940)} = (3.943 \pm 0.006) \text{ ГэВ}/c^2, \quad (16)$$

$$\Gamma_{X(3940)} < 52 \text{ МэВ}/c^2. \quad (17)$$

11. Измерена вероятность распада $X(3940)$ в $D^*\bar{D}$

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{>2}(X(3940) \rightarrow D^*\bar{D}) &= (96_{-32}^{+45} \pm 22)\% \\ &> 45\% \quad \text{на } 90\% \text{ У. Д.} \end{aligned} \quad (18)$$

12. Получены верхние пределы на вероятности распадов $X(3940) \rightarrow D\bar{D}$ и $X(3940) \rightarrow J/\psi\omega$

$$\mathcal{B}(X(3940) \rightarrow D\bar{D}) < 41\% \quad \text{на } 90\% \text{ У. Д.}, \quad (19)$$

$$\mathcal{B}(X(3940) \rightarrow J/\psi\omega) < 26\% \quad \text{на } 90\% \text{ У. Д.} \quad (20)$$

Публикации автора по теме диссертации

- [1] K. Abe, ..., P. Pakhlov, *et al.* (Belle Collaboration), “Production of prompt charmonia in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} \approx 10.6 \text{ GeV}$.” Phys. Rev. Lett. **88** 052001 (2002).
- [2] K. Abe, ..., P. Pakhlov, *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of double $c\bar{c}$ production in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} \approx 10.6 \text{ GeV}$.” Phys. Rev. Lett. **89**, 142001 (2002).
- [3] K. Abe, ..., P. Pakhlov, *et al.* (Belle Collaboration), “Study of double charmonium production in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} \approx 10.6 \text{ GeV}$.” Phys. Rev. **D70**, 071102 (2004).
- [4] P. N. Pakhlov, “Charmonium production with e^+e^- .” Acta Phys. Polon. **B35**, 97 (2004).
- [5] K. Abe, ..., P. Pakhlov, *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of a charmoniumlike state produced in association with a J/ψ in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} \approx 10.6 \text{ GeV}$.” Phys. Rev. Lett. **98**, 082001 (2007).

- [6] P. Pakhlov, “*Study of e^+e^- annihilation into double $c\bar{c}$ final states at Belle and BaBar.*” Contributed to 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04), Beijing, China, 16-22 Aug, 2004. Published in Beijing 2004, ICHEP 2004, vol. 1 636-639.
- [7] P. Pakhlov, “*Charm and Charmonium: Spectroscopy, Production and Decay.*” Contributed to 33rd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 06), Moscow, Russia, Jul. 27 - Aug. 2, 2006. Published in Moscow 2006, ICHEP 2006.
- [8] P. Pakhlov “*New particles at Belle.*” Proceedings of the Conference on High Energy Physics (EPS 2005), Lisbon, Portugal, 2005.
- [9] P. Pakhlov, “*Charm lifetimes, $D^0 - \bar{D}^0$ mixing and double $c\bar{c}$ continuum production.*” PRINT-02-015. Contributed to Flavor Physics and CP Violation (FPCP), Philadelphia, Pennsylvania, 16-18 May 2002.
- [10] P. Pakhlov, “*Measurement of double $c\bar{c}$ production.*” Proceedings of the XXXVIIIth Rencontres de Moriond, 2003, QCD and Hadronic Interactions at High Energy.
- [11] P. Pakhlov, “*Double charmonium production in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} \approx 10.58$ GeV.*” Nucl. Phys. Proc. Suppl. **162**, 305 (2006).

Список литературы

- [12] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), “*Measurement of double charmonium production in e^+e^- annihilations at $\sqrt{s} \approx 10.6$ GeV.*” Phys. Rev. **D72**, 031101 (2005).
- [13] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), “ *J/ψ and $\psi(2S)$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.*”, Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997);
 F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), “*Production of J/ψ mesons from χ_c meson decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.*” Phys. Rev. Lett. **79**, 578 (1997).
- [14] E. Braaten and S. Fleming, “*Colour octet fragmentation and the $\psi(2S)$ surplus at the Tevatron.*” Phys. Rev. Lett. **74**, 3327 (1995).

- [15] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), “*Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ polarisation in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.*” Phys. Rev. Lett. **85**, 2888 (2000).
- [16] A. V. Berezhnoi, V. V. Kiselev and A. K. Likhoded, “*Photonic production of S - and P wave B_c states and doubly heavy baryons.*” Z. Phys. **A356**, 89 (1996);
- A. V. Berezhnoi, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded and A. I. Onishchenko, “ *B_c meson at LHC.*” Phys. Atom. Nucl. **60**, 1729 (1997);
- P. Cho and A. K. Leibovich, “*Color octet quarkonia production.*” Phys. Rev. **D53**, 150 (1996); **D53**, 6203 (1996);
- S. Baek, P. Ko, J. Lee, and H. S. Song, “*Polarized J/ψ production at CLEO.*” J. Kor. Phys. Soc. **33**, 97 (1998);
- F. Yuan, C.-F. Qiao, and K.-T. Chao, “*Prompt J/ψ production at e^+e^- colliders.*” Phys. Rev. **D56**, 321 (1997).
- [17] S.K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), “*Observation of a new narrow charmonium state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays.*” Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
- [18] M. Voloshin, “*Interference and binding effects in decays of possible molecular component of $X(3872)$.*” Phys. Lett. **B579**, 316 (2004);
- N. Tornqvist, “*Isospin breaking of the narrow charmonium state of Belle at 3872-MeV as a deuson.*” Phys. Lett. **B590**, 209 (2004);
- E. Swanson, “*Short range structure in the $X(3872)$.*” Phys.Lett. **B588**, 189 (2004).
- [19] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), “*Observation of a broad structure in the $\pi^+\pi^- J/\psi$ mass spectrum around 4.26 GeV/ c^2 .*” Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005).
- [20] S. Kurokawa and E. Kikutani, “*Overview of the KEKB accelerators.*” Nucl. Instrum. Meth., **A499**, 1 (2003);
- и другие статьи, включенные в этот выпуск журнала.
- [21] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), “*KEK, Tsukuba Progress Report 2000: The Belle detector.*”, Nucl. Instr. and Meth. A **479**, 117 (2002).

- Z. Natkaniec *et al.* “*Status of the Belle silicon vertex detector.*”, Nucl. Instr. and Meth. A **560**, 1 (2006).
- [22] W. M. Yao *et al.* (Particle Data Group) “*Review of particle Physics.*” J. Phys. **G33**, 1 (2006).
- [23] E. Braaten and J. Lee, “*Exclusive double-charmonium production in e^+e^- annihilation.*” Phys. Rev. **D67**, 054007 (2003);
- K. Hagiwara, E. Kou and C.-F. Qiao, “*Exclusive J/ψ productions at e^+e^- colliders.*” Phys. Lett. **B570**, 39 (2003);
- K. Y. Liu, Z. G. He, and K. T. Chao, “*Problems of double charm production in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 10.6$ GeV.*” Phys. Lett. **B557**, 45 (2003).
- [24] G. T. Bodwin, J. Lee and E. Braaten, “*Exclusive double charmonium production from e^+e^- annihilation into two virtual photons.*”, Phys. Rev. **D67**, 054023 (2003),
- [25] Y. J. Zhang, Y. J. Gao and K. T. Chao, “*Next-to-leading order QCD correction to $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$ at $\sqrt{s} = 10.6$ GeV.*” Phys. Rev. Lett. **96**, 092001 (2006).
- [26] A. E. Bondar and V. L. Chernyak, “*Is the BELLE result for the cross section $\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c)$ a real difficulty for QCD?*” Phys. Lett. **B612**, 215 (2005).
- [27] A. B. Kaidalov, “ *J/ψ $c\bar{c}$ production in e^+e^- and hadronic interactions.*” JETP Lett. **77**, 349 (2003); Письма ЖЭТФ **77**, 417 (2003).
- [28] E. J. Eichten, K. Lane and C. Quigg, “*New states above charm threshold.*” Phys. Rev. **D73**, 014014 (2006), Erratum-ibid. **D73**, 079903 (2006).