

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.Ломоносова
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д.В.Скобельцына

На правах рукописи

Бережной Александр Викторович

Нарушение факторизации в рождении тяжелых
адронов

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2009

Работа выполнена в Отделе экспериментальной физики высоких энергий НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобелевца Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук Зотов Николай Петрович (Отдел теоретической физики высоких энергий НИИЯФ МГУ, г. Москва)

член-корр. РАН Денисов Сергей Петрович (ГНЦ ИФВЭ, г. Протвино)

доктор физ.-мат. наук Галкин Владимир Олегович (ВЦ РАН, г. Москва)

Ведущая организация:

Лаборатория теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна)

Защита состоится 17 апреля 2009 года в 15 часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д.501.001.77 по адресу: г. Москва, ул. Ленинские горы, НИИЯФ МГУ, корп. 19, ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан 13 марта 2009 года.

Ученый секретарь совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д.501.001.77 Страхова С.И.

Общая характеристика работы

Актуальность темы:

Хорошо известно, что в ближайшее время основные усилия по проверке Стандартной Модели будут направлены на обнаружение и изучение бозона Хиггса, масса которого на сегодняшний момент не известна. Если масса бозона Хиггса лежит ниже порога образования двух W -бозонов, как могут свидетельствовать полученные на установке LEP предварительные данные, то наиболее важными для изучения бозона Хиггса распадами будут распады на пару тяжелых кварков. Ясно, что для выделения и изучения подобных процессов крайне необходимо хорошее понимание механизмов рождения и адронизации тяжелых кварков. Именно поэтому физика тяжелых кварков, вне всяких сомнений, будет привлекать самое пристальное внимание исследователей.

Также следует отметить, что без понимания механизмов рождения и адронизации тяжелых кварков представляется невозможным детальное изучение процессов нарушения CP -четности.

К сожалению, многие процессы рождения тяжелых кварков и адронов с тяжелыми кварками довольно плохо описываются в рамках существующих моделей. Несмотря на то, что инклюзивное рождение b -кварков на Теватроне может быть описано в рамках NLO вычислений, $b\bar{b}$ -корреляции систематически недооцениваются. Что касается $c\bar{c}$ -корреляций, то существующие данные в два раза превышают предсказания NLO. Проблема избыточного рождения J/ψ -мезонов на ускорителе Тэватрон также далека от своего окончательного решения.

Кроме того, существует серьезное недопонимание процесса рождения кваркония в e^+e^- аннигиляции. Например, предсказания для парного рождения кваркония, полученные в так называемом δ -приближении КХД, недооценива-

ют экспериментальные данные приблизительно на порядок, а существующие объяснения этого явления нельзя назвать последовательными.

Еще одной нерешенной проблемой физики тяжелых кварков является теоретическое описание большого количества новых состояний со скрытым чармом, недавно обнаруженных Коллаборацией Belle. Как известно, эти частицы не могут быть описаны в рамках стандартной потенциальной модели, что послужило толчком для разработки принципиально новых подходов.

В связи с этим крайне важны данные, которые будут получены на Большом адронном коллайдере. Огромная экспериментальная статистика позволит гораздо более детально изучить свойства частиц, в составе которых имеются тяжелые кварки.

В том числе можно ожидать новых данных по относительно недавно обнаруженному $(\bar{b}c)$ -кварконию с открытыми прелестью и очарованием (см. например A. Abulencia *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **96**, 082002). Среди тяжелых кваркониев эта система занимает особое место, так как является единственной состоящей из двух тяжелых кварков различного аромата. Изучение механизмов образования, распада и спектроскопии B_c -мезонов на Большом адронном коллайдере позволит заметно улучшить понимание КХД, а также продвинуться в изучении важнейших параметров электрослабой теории (см. S. S. Gershtein *et al.*, hep-ph/9803433). Именно поэтому очень важной является проблема описания рождения B_c -мезонов в различных взаимодействиях.

Цель работы:

Вычисление сечения рождения тяжелых мезонов, дважды тяжелых мезонов и барионов в различных взаимодействиях в рамках модели конститuentных кварков; выяснение границ применимости фрагментационной модели в упомянутых процессах; выяснение роли внутреннего движения в процессах рождения тяжелых мезонов.

Основные новые результаты, полученные в диссертации:

1. Показано, что вопреки интуитивным ожиданиям, режим фрагментации в глюонном рождении S - и P -волновых состояний B_c -мезона наступает лишь при поперечных импульсах, существенно больших массы B_c -мезона, что делает невозможным описание глюонного рождения B_c -мезона в рамках общепринятой фрагментационной модели в кинематических условиях современных и планируемых экспериментов. Продемонстрировано, что основным механизмом глюонного рождения B_c -мезона и дважды тяжелых барионов является рекомбинация.
2. Предсказаны новые кинематические особенности глюонного рождения B_c -мезона и предложен новый метод разбивки на цветовые потоки этого процесса, что позволит облегчить моделирование и обнаружение B_c -мезонов в условиях экспериментов на Большом адронном коллайдере.
3. Показано, что в фотонном рождении B_c -мезонов учет рекомбинационного механизма приводит к увеличению сечения рождения приблизительно на два порядка по сравнению с оценками, полученными в рамках общепринятого фрагментационного приближения.
4. Показано, что в широком диапазоне отношений масс составляющих кварков M_Q/m_q в процессах глюонного и фотон-глюонного рождения $(\bar{Q}q)$ -кваркония неабелево самодействие глюонов в КХД приводит к деструктивной интерференции диаграмм фрагментационного типа с диаграммами рекомбинационного типа, причем в фотон-глюонном рождении подобная интерференция является причиной выраженной асимметрии вперед-назад. Продемонстрировано, что область доминирования рекомбинационного механизма доходит приблизительно до $5 \div 6$ масс $(\bar{Q}q)$ -кваркония и слабо зависит от величины M_Q/m_q . Последнее свидетель-

ствуется о наличии дополнительного рекомбинационного механизма в случае адронного образования реальных B -мезонов.

5. В модели конститuentных кварков в рамках неопределенностей описаны данные по фото- и электророждению D^* -мезонов при энергиях ускорителя Гера. Показано, что в модели конститuentных кварков в процессе фоторождения чарма на фиксированной мишени взаимодействие валентного кварка начального адрона с фотоном приводит к большой зарядовой асимметрии в рождении D_s -мезонов.
6. В рамках модели конститuentных кварков показано, что из-за сильного взаимодействия фотонного поля с зарядом легкого кварка в составе D -мезона легкий кварк в фотонном рождении играет существенную роль не только при адронизации, но и в процессе жесткого рождения тяжелого кварка даже в пределе $m_c/m_q \rightarrow \infty$. Описаны данные Коллаборации BELLE по парному фотонному рождению K -мезонов и парному рождению D -мезонов в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 10.6$ ГэВ.
7. В предположении о кварк-адронной дуальности учтено внутреннее движение кварков для процессов рождения чармониев в e^+e^- -аннигиляции и электророждении, что позволило улучшить описание экспериментальных данных. В рамках той же модели предсказаны сечения одиночного и парного рождения дважды тяжелых барионов в e^+e^- -аннигиляции. Для парного и одиночного рождения кваркония в e^+e^- -аннигиляции внутреннее движение массивных c -кварков учтено непосредственно с помощью формы волновой функции.

Практическая ценность:

Предсказания, полученные в настоящей работе, использовались при изучении B_c -мезонов на ускорителе Тэватрон.

Моделирование событий с B_c -мезоном в Коллаборации ATLAS (Большой адронный коллайдер) ведется с помощью программ, разработанных в ходе настоящего исследования.

Апробация работы:

Основные результаты диссертации докладывались на семинарах ИФВЭ, НИИЯФ МГУ и ИТЭФ, на сессиях ОЯФ РАН, на XVIII международном совещании по физике высоких энергий и теории поля, на III международной российско-германской конференции в Дубне, международной конференции “Frontier Science: Charm, Beauty and CP” (2002, Фраскати, Италия), рабочем совещании “Heavy Quark Physics at HERA II” (2003, Реховот, Израиль), Ломоносовских чтениях МГУ. Отдельные результаты настоящего исследования были отмечены Дипломом “За лучшую публикацию” Международной Академической издательской компанией “Наука” (1998), Медалью и Дипломом XIII-ого конкурса молодых ученых РАН, Стипендией МГУ для молодых ученых (2003), Стипендией Президента РФ для молодых ученых (2005), Стипендией и Дипломом некоммерческого фонда “Династия” (2006).

Содержание работы

Первая часть диссертационной работы посвящена проблеме описания рождения B_c -мезонов. Образование B_c -мезонов в электромагнитных и сильных процессах предполагает наличие двух пар тяжелых кварков $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$. Малое отношение Λ_{QCD}/m_Q позволяет определенным образом разделить вклады, обусловленные пертурбативным рождением четырех тяжелых кварков и последующим непертурбативным слиянием \bar{b} - и c -кварков в $(\bar{b}c)$ -кварконий. Например, для нахождения сечений рождения S -волновых состояний следует вычислить матричный элемент рождения $(\bar{b}c)$ -пары с определенным спином, близкими скоростями составляющих кварков и в синглетном состоянии

по цвету. После чего матричный элемент домножается на непертурбативный фактор, пропорциональный значению радиальной волновой функции в нуле $R_S(0)$. Матричные элементы рождения P -волновых состояний пропорциональны определенным линейным комбинациям производных матричного элемента рождения четырех свободных кварков по компонентам трех импульса \bar{b} -кварка в системе центра масс B_c -мезона, а непертурбативный фактор пропорционален производной радиальной волновой функции в нуле. Необходимость одновременного рождения четырех кварков приводит к тому, что во-первых, ведущий порядок КХД имеет дополнительный фактор малости α_s^2 по сравнению с ведущим порядком возмущений образования $b\bar{b}$ -пары, а во-вторых, это сильно усложняет вычисления. Так, для точного расчета глюонно-глюонного рождения B_c -мезонов следует учесть 36 диаграмм четвертого порядка по α_s . Дополнительный фактор малости α_s^2 по сравнению с ведущим порядком теории возмущений для образования $b\bar{b}$ -пары обуславливает малый, порядка 10^{-3} , относительный выход B_c -мезонов по сравнению с рождением B -мезонов.

В наиболее простом случае рождения B_c -мезонов в e^+e^- -аннигиляции (см. рис. 1) анализ ведущего приближения приводит к относительно несложным аналитическим выражениям для сечения в пределе $M_{B_c}^2/s \rightarrow 0$, где M_{B_c} — масса мезона, а \sqrt{s} — энергия взаимодействия. Было выяснено, что в этом случае, независимо от поперечного импульса, рождение B_c -мезона происходит за счет механизма фрагментации, при котором родившийся \bar{b} -кварк фрагментирует в B_c (E. Braaten, K. Cheung and T. C. Yuan, Phys. Rev. D. **48**, 4230, 5049; V. V. Kiselev, A. K. Likhoded and M. V. Shevlyagin, Z. Phys. C **63**, 77). Дифференциальные сечения при этом имеют вид:

$$\frac{d\sigma_{B_c}}{dz} = D_{\bar{b} \rightarrow B_c}(z) \cdot \sigma_{b\bar{b}}, \quad (1)$$

где $D(z)$ — функции фрагментации, вычисленные аналитически для всех со-

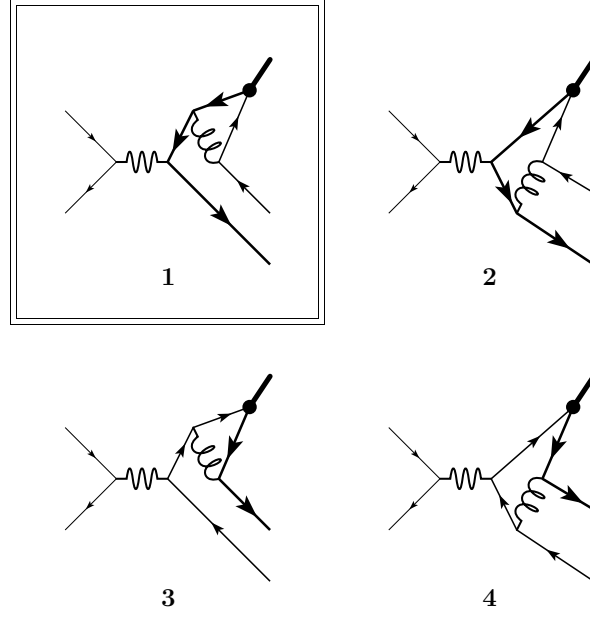


Рис. 1: Фейнмановские диаграммы рождения B_c -мезона в e^+e^- -аннигиляции.

стояний $(\bar{b}c)$ -кваркония, $\sigma_{b\bar{b}}$ — сечение рождения $b\bar{b}$ -пары в борновском приближении, а z — доля энергии \bar{b} -кварка, уносимая кварконием. Для примера приведем функции фрагментации для псевдоскалярного и векторного B_c -мезонов:

$$D_{\bar{b} \rightarrow {}^1S_0}(z) = \frac{2\alpha^2 |R_S(0)|^2}{81\pi m_c^3} \frac{rz(1-z)^2}{(1-(1-r)z)^6} (6 - 18(1-2r)z + (21 - 74r + 68r^2)z^2 - 2(1-r)(6 - 19r + 18r^2)z^3 + 3(1-r)^2(1-2r+2r^2)z^4), \quad (2)$$

$$D_{\bar{b} \rightarrow {}^3S_1}(z) = \frac{2\alpha^2 |R_S(0)|^2}{27\pi m_c^3} \frac{rz(1-z)^2}{(1-(1-r)z)^6} (2 - 2(3-2r)z + 3(3-2r+4r^2)z^2 - 2(1-r)(4-r+2r^2)z^3 + (1-r)^2(3-2r+2r^2)z^4), \quad (3)$$

где $R_S(0)$ — значение волновой функции в начале координат, а $r = m_c/(m_c + m_b)$.

В более сложных случаях адронного и фотонного рождения B_c -мезонов механизм фрагментации не является доминирующим, что и продемонстрировано в настоящей работе (см. также [1–5]). Это свидетельствует о том, что

фрагментация вовсе не является универсальным механизмом рождения тяжелых мезонов.

В используемой в работе технике вычислений сечения рождения $(\bar{b}c)$ -систем подразумевается умение вычислять амплитуды рождения четырех свободных кварков, поэтому **глава 1** первой части настоящей работы посвящена одновременному рождению пар $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$. В соответствии с партонной моделью в адронном рождении выделяется два подпроцесса: глюон-глюонное взаимодействие и кварк-антикварковое взаимодействие. Глюон-глюонному рождению соответствуют 38 древесных диаграмм Фейнмана четвертого порядка по α_s (диаграмма с четырехглюонной вершиной для удобства вычислений разбита на три, поэтому, строго говоря, диаграмм всего 36, см. рис. 2). Кварк-антикварковая амплитуда содержит 7 диаграмм.

В **главе 2** первой части обсуждается адронное рождение B_c -мезонов. В ней подробно описана техника вычисления сечения рождения S - и P -волновых состояний $(\bar{b}c)$ -систем ([2, 3, 6]. Далее приводится детальное обсуждение результатов расчетов глюонного рождения S -состояний, так как именно этот подпроцесс доминирует при интересующих экспериментаторов энергиях. Показано, что отношение выходов B_c^* и B_c даже при энергии взаимодействия 100 ГэВ, где, казалось бы, фрагментационная модель должна работать, оказывается порядка 3, что существенно отличается от предсказанной во фрагментационной модели величины 1.4. Совпадение же с фрагментационной моделью при 100 ГэВ наступает лишь при $p_T > 40$ ГэВ (см. рис. 3 и 4). При меньших поперечных импульсах сечение в несколько раз превышает предсказания, полученные во фрагментационной модели. Суммарное сечение глюонного рождения B_c - и B_c^* -мезонов в исследованном диапазоне энергий при выбранных параметрах можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\sigma_{B_c} = 550 \cdot \left(1 - \left(\frac{2(m_b + m_c)}{\sqrt{s_{gg}}} \right) \right)^{2.35} \cdot \left(\frac{2(m_b + m_c)}{\sqrt{s_{gg}}} \right)^{1.37} \text{ пбн.} \quad (4)$$

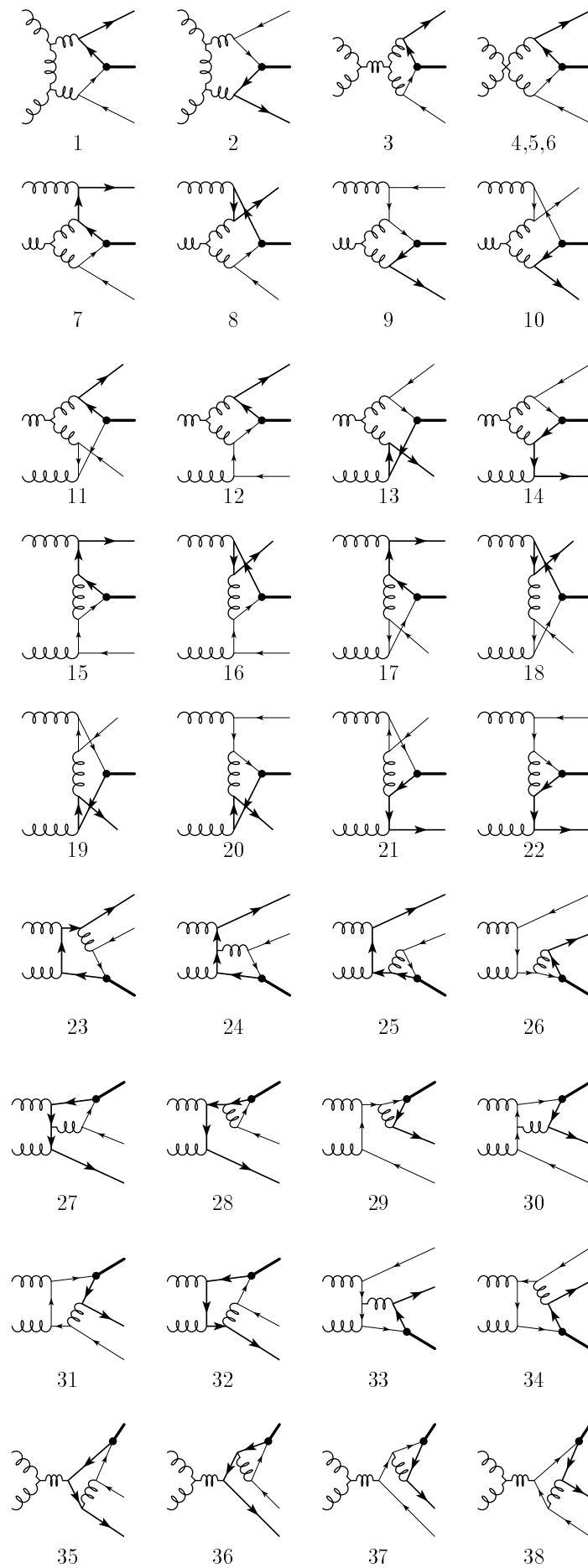


Рис. 2: Фейнмановские диаграммы глюонного рождения B_c -мезона.

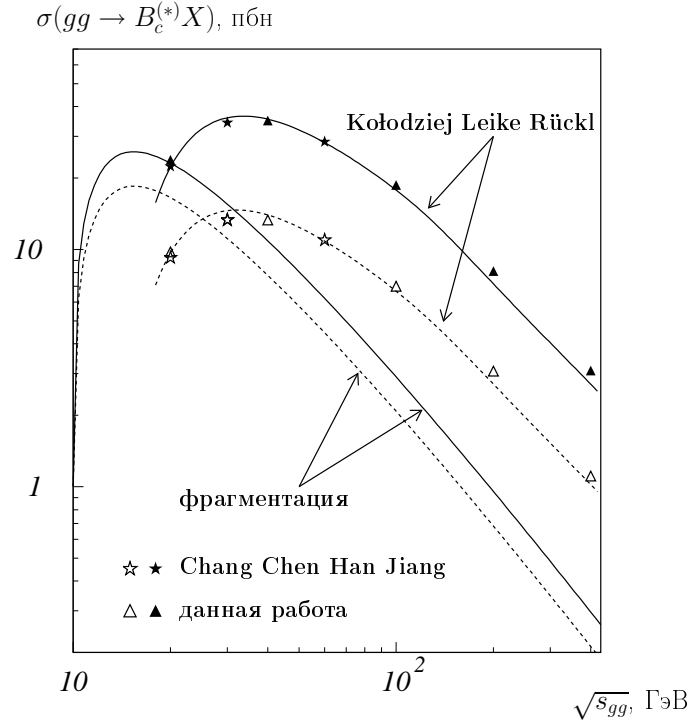


Рис. 3: Зависимость сечения глюонного рождения B_c -мезона от энергии взаимодействия глюонов, вычисленная в данной работе в сравнении с предсказаниями других исследовательских групп (Chang, Chen, Han, and Jiang, Phys. Lett. B **364**, 78 (1995); Kołodziej, Leike, and Rückl, Phys. Lett. B **355**, 337 (1995)) и с предсказаниями фрагментационного механизма.

Показано также, что при энергиях Тэватрона (1.8 ТэВ) и Большого адронного коллайдера (14 ТэВ) применение фрагментационной модели для вычисления адронного сечения рождения $(\bar{b}c)$ -кваркония является некорректным и приводит к неправильным результатам. В главе 2 также показано, что рождение P -волновых состояний имеет те же основные черты, что и рождение S -волновых, а их вклад в общее сечение рождения $(\bar{b}c)$ -кваркония в адронном взаимодействии составляет около 10% [2].

Фотонное рождение B_c -мезонов является гораздо менее перспективным с точки зрения эксперимента, однако его теоретическое изучение, приведенное в **главе 3** первой части, позволило улучшить понимание роли различных механизмов образования этого кваркония. Кроме того, перспективы строительства Международного линейного коллайдера позволяют надеяться на

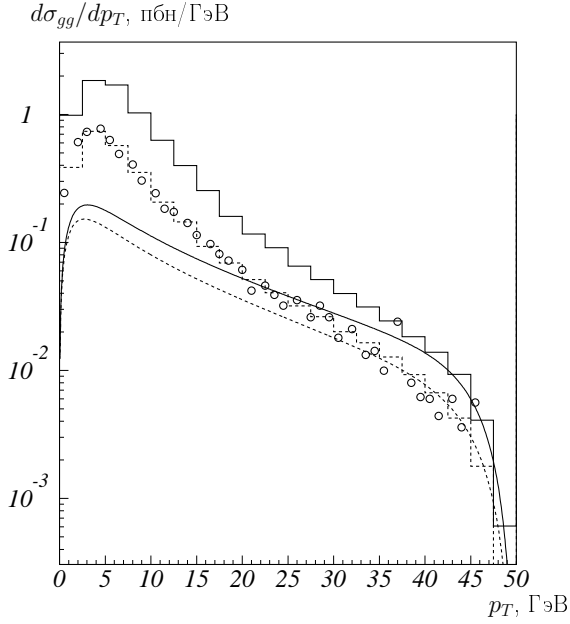


Рис. 4: Распределение сечения глюон-глюонного рождения B_c^* - и B_c -мезонов по поперечному импульсу при энергии взаимодействия 100 ГэВ (сплошная и штриховая гистограммы, соответственно) в сравнении с предсказаниями фрагментационного механизма. Пустыми кружками показано предсказание для сечения B_c -мезона, взятое из работы Kołodziej, Leike, and Rückl, Phys. Lett. B **355**, 337 (1995).

экспериментальное изучение этого процесса в будущем.

Случай фотон-фотонного рождения по степени сложности рассмотрения является промежуточным между рождением в e^+e^- -аннигиляции и глюон-глюонным рождением. Необходимые для его описания диаграммы, а именно диаграммы фрагментации \bar{b} -кварка (т. е. диаграммы, в которых $c\bar{c}$ -пара излучается с b -кварковой ноги), диаграммы фрагментации c -кварка (в которых $b\bar{b}$ -пара излучается с c -кварковой ноги) и рекомбинационные диаграммы (в которых внешние фотоны расщепляются на кварк-антикварковые пары, об-

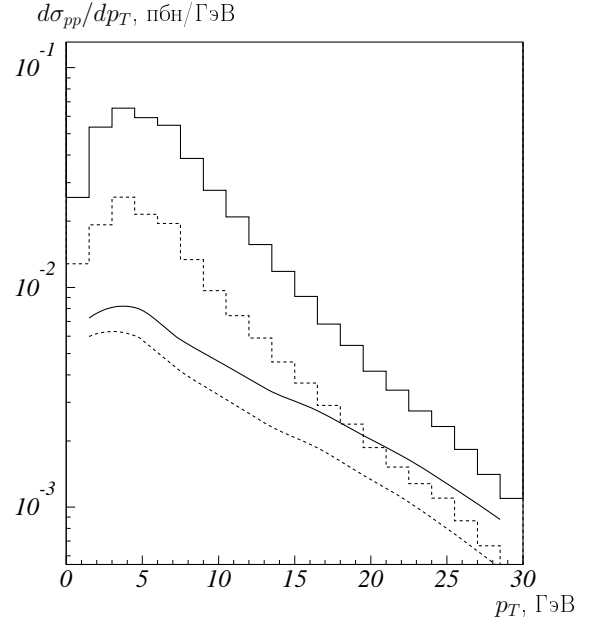


Рис. 5: Дифференциальные сечения рождения $B_c(B_c^*)$ в $p\bar{p}$ -столкновении по поперечному импульсу $B_c(B_c^*)$ -мезона при энергии взаимодействия начальных адронов 1.8 ТэВ с обрезанием $\sqrt{s_{gg}} > 60$ ГэВ.

менивающиеся глюоном) составляют три калибровочно инвариантные группы соответственно, которые можно изучать отдельно, независимо от калибровки, применяемой в вычислениях. Настоящее исследование показало, что \bar{b} -фрагментационные диаграммы хорошо описываются функцией фрагментации, в то время как s -фрагментационные диаграммы соответствующей фрагментационной функцией не описываются (см. рис. 6) [7–10]. Как и в случае глюон-глюонного взаимодействия, полное сечение оказывается большим, чем в предсказаниях фрагментационного механизма, а доля P -волновых уровней составляет около 10% от общего числа B_c -мезонов. При выбранных параметрах поведение фотонного рождения B_c и B_c^* мезонов описывается следующей эмпирической формулой:

$$\sigma_{B_c} = 3700 \cdot \left(1 - \left(\frac{2(m_b + m_c)}{\sqrt{s_{\gamma\gamma}}} \right)^2 \right)^{2.1} \cdot \left(\frac{2(m_b + m_c)}{\sqrt{s_{\gamma\gamma}}} \right)^{1.6} \text{ фбн.} \quad (5)$$

В **главе 4** первой части рассмотрен теоретический случай глюонного рождения $(Q\bar{q})$ -кваркония, когда выполнены условия $\sqrt{s_{gg}} \gg m_Q \gg m_q \gg \Lambda_{QCD}$ [11]. При такой иерархии масштабов рождение кварков может быть описано в рамках теории возмущений КХД, а образование мезона — нерелятивистской моделью слабосвязанного состояния, как и в случае B_c -мезонов. В работе выяснено, что даже при $m_Q/m_q \simeq 17$, $\sqrt{s_{gg}}/m_Q \simeq 20$, и $m_q/\Lambda_{QCD} \simeq 10$ рекомбинационный вклад является существенным. Данный результат наводит на мысль, что и в случае рождения реальных B -мезонов в адронных взаимодействиях при высоких энергиях рекомбинация может играть важную роль.

В той же главе обсуждается явление деструктивной интерференции в глюонном рождении тяжелого кваркония в области $z \simeq 1$ и показывается, что такая интерференция является следствием неабелевости КХД.

Глава 5 первой части посвящена проблеме рождения барионов с двумя тяжелыми кварками [12]. Радиус тяжелого (Q_1Q_2) -дикварка в пределе больших масс существенно меньше характерного радиуса легких адронов, и для

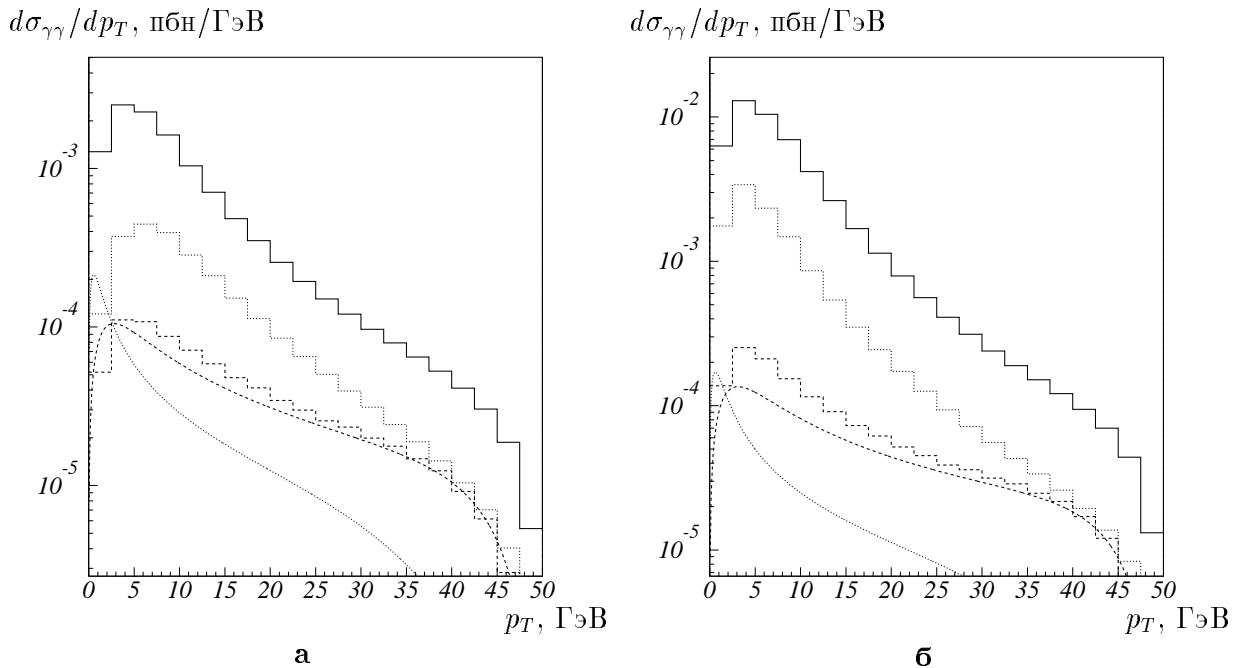


Рис. 6: Распределение по поперечному импульсу фотонного образования B_c (а) и B_c^* (б) в сравнении с фрагментационным ответом при энергии взаимодействия 100 ГэВ. Здесь и далее сплошная линия соответствует случаю B_c^* , штриховая — B_c ; а полные и фрагментационные вычисления изображаются гистограммами и гладкими кривыми соответственно.

легких кварков такой объект подобен тяжелому антикварку. Согласно принятой при вычислении гипотезе, процесс рождения (Q_1Q_2q) -бариона можно представить как рождение тяжелого (Q_1Q_2) -дикварка с последующей его фрагментацией в барион. Сечения рождения тяжелого дикварка вычисляются методом, который аналогичен описанному в предыдущих главах методу вычисления сечения рождения тяжелого кваркония $(Q_1\bar{Q}_2)$ -кваркония. Непертурбативная часть матричного элемента, описывающая связь двух тяжелых кварков, задается волновой функцией дикварка в нуле. В данной главе оцениваются сечения адронного рождения Ξ_{cc^-} и Ξ_{bc} -барионов при энергиях Тэватрона и Большого адронного коллайдера [13]. Оказалось, что эти сечения по порядку величины сравнимы с сечениями ассоциированного рождения $J/\psi c\bar{c}$ и $B_c b\bar{c}$. Это позволяет надеяться на возможность их изучения в экспе-

риментах на Большом адронном коллайдере.

В **главе 6** первой части кратко перечислены основные особенности рождения дважды тяжелых адронов.

Во **второй части** настоящей работы описывается фото- и электророждение чарма при высоких энергиях. В представленной модели, основанной на пКХД, описывается формирование $(c\bar{q})$ -состояния, которое, согласно предположению о полулокальной дуальности, повторяет распределение адрона с точностью до множителя, зависящего от квантовых чисел $c\bar{q}$ -состояния и адрона. С этой целью рассматривается полный набор диаграмм Фейнмана, соответствующих образованию $(c\bar{q})$ -системы в ведущем порядке по α и α_s . Иными словами, в обсуждаемой модели в качестве “заготовки” для адрона используется не одиночный c -кварк, а пара $c\bar{q}$, что в большей мере соответствует представлению о валентных партонах в мезоне. Для распределений валентных кварков в системе бесконечного импульса можно написать:

$$f_c^v(x, p_\perp) = f_c(x, p_\perp) - f_{\bar{c}}(x, p_\perp),$$

$$f_{\bar{d}}^v(x, p_\perp) = f_{\bar{d}}(x, p_\perp) - f_d(x, p_\perp).$$

При этом каждый из валентных кварков в среднем уносит соответствующие доли импульса

$$\langle x_c^v \rangle = \int d^2p_\perp dx x \cdot f_c^v(x, p_\perp) \approx \frac{m_c}{m_{D^*}},$$

$$\langle x_{\bar{d}}^v \rangle = \int d^2p_\perp dx x \cdot f_{\bar{d}}^v(x, p_\perp) \approx \frac{\bar{\Lambda}}{m_{D^*}},$$

где $\bar{\Lambda}$ — энергия связи кварков в мезоне, а

$$\langle x_c^v \rangle + \langle x_{\bar{d}}^v \rangle \approx 1.$$

В представленных вычислениях пренебрегается дисперсией уносимой кварками доли импульса и считается, что последние три равенства точные. Кроме того, предполагается, что эффективная масса легкого кварка порядка $\bar{\Lambda}$. В

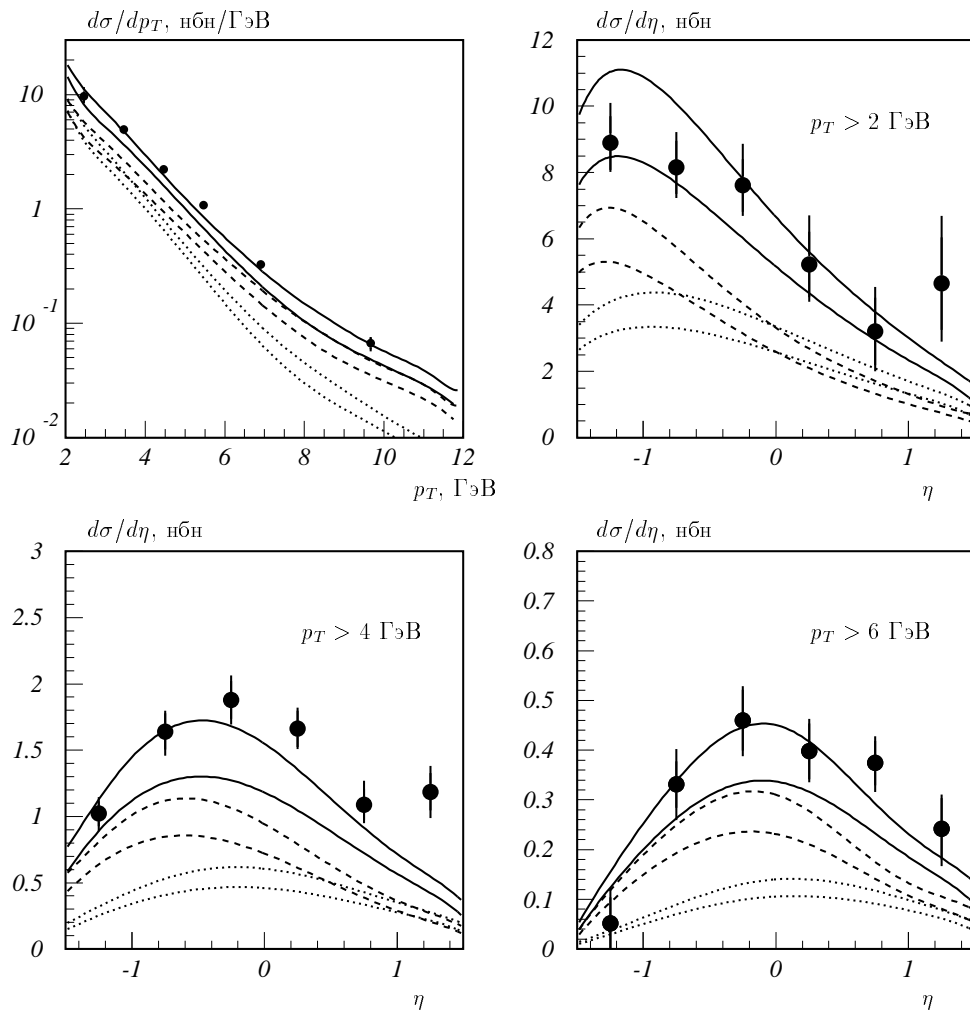


Рис. 7: Дифференциальные распределения сечения фоторождения D^* -мезонов по поперечному импульсу (p_T) и псевдобыстроте (η) в сравнении с данными Коллаборации ЗЕВС при $130 < W < 280$ ГэВ и $Q^2 < 1$ ГэВ². Штриховая кривая — вклад синглетного цветового состояния, пунктир — вклад октета, сплошная кривая — сумма вкладов. Верхние и нижние кривые соответствуют двум масштабам факторизации матричных элементов кварковых операторов так, как это описано в тексте.

таким подходе корректно описывается не только рождение D -мезонов при $p_T \sim m_c$, но и надежно воспроизводятся результаты модели фрагментации при $p_T \gg m_c$. В **главе 7** второй части в рамках предложенной модели описаны данные по фото- и электророждению D^* -мезонов и фоторождению D_s -мезонов [14–16] на ускорителе Гера (HERA, DESY, Гамбург, Германия, см. рис. 7). Кроме того, в **главе 8** второй части рассчитан вклад адронной составляющей фотона в фоторождение очарованных мезонов [17].

В **главе 9** второй части обсуждается зарядовая асимметрия в фоторождении чарма [18, 19]. Известно, что в целом ряде экспериментов при высоких энергиях обнаружена асимметрия в рождении очарованных частиц и их античастиц. Первоначально эта асимметрия была обнаружена в адронном рождении чарма, где она зависела от кваркового состава начальных адронов и нашла свое естественное объяснение в моделях, учитывающих взаимодействие с адронным остатком. Более удивительным фактом является наличие такой же асимметрии в фоторождении чарма в области фрагментации фотонного пучка. Так, в экспериментах E691 и E687 была обнаружена статистически значимая асимметрия в выходах $D^+ - D^-$, $D^0 - \bar{D}^0$ и $D^{*+} - D^{*-}$. Этот факт говорит в пользу значительного вклада валентных кварков начального адрона при этих значениях энергии пучка даже в области фрагментации фотона.

Такая асимметрия не может быть объяснена в рамках стандартного рассмотрения в пКХД и теоремы факторизации для инклюзивных спектров D -мезонов. В ведущем порядке теории возмущений по α_s распределения D - и \bar{D} -мезонов симметричны, а в следующем за ведущим порядком в кинематических распределениях возникает слабая асимметрия за счет процесса рождения на кварке $\gamma + q \rightarrow c + \bar{c} + q$. Однако в кинематических условиях реальных экспериментов ее величина не превосходит долей процента, что более чем на порядок ниже экспериментально наблюдаемой. Таким образом, обычное описание в терминах жесткого рождения c -кварков с их последующей фрагментацией в адроны не объясняет асимметрию. Следует отметить, что здесь имеет место полная аналогия со слабыми распадами D -мезонов, в которых спектаторный механизм (фрагментация в рождении) не объясняет разницы во временах жизни D -мезонов, и необходим учет взаимодействия со вторым кварком.

При рассмотрении фоторождения очарованных мезонов в рамках обсуж-

даемой в работе конститuentной модели следует особо выделить подпроцесс $\gamma + q \rightarrow (\bar{c}q) + c \rightarrow D^{(*)} + c$, называемый в некоторых работах пертурбативной рекомбинацией. Из-за наличия асимметрии $q \leftrightarrow \bar{q}$ в структурных функциях начальных адронов этот подпроцесс приводит к зарядовой асимметрии в выходах $D^{(*)}$ -мезонов. При больших энергиях асимметрия $q \leftrightarrow \bar{q}$ мала, а следовательно, мала и зарядовая асимметрия в рождении очарованных мезонов. Как показывают наши расчеты, зарядовая асимметрия на ускорителе Гера составляет несколько процентов и находится в пределах экспериментальных погрешностей [14–16]. Напротив, для кинематических условий эксперимента КОМПАС (COMPASS, ЦЕРН, Швейцария) зарядовая асимметрия является существенной. Одним из интереснейших следствий обсуждаемой модели является большая зарядовая асимметрия в рождении D_s -мезонов $A_s \sim 0.6$, которая возникает несмотря на то, что в начальном адроне практически нет валентных s -кварков. Это происходит оттого, что в механизме пертурбативной рекомбинации рождение мезонов, содержащих \bar{c} -кварк, сопровождается рождением s -кварка, который затем может образовать D_s^+ -мезон. Следовательно, дополнительный выход D^{*-} и \bar{D}^{*0} -мезонов приводит к дополнительному выходу D_s^+ -мезонов.

В **третьей части** диссертационной работы в рамках конститuentной модели рассмотрено парное рождение очарованных мезонов в фотон-фотонном взаимодействии в сравнении с парным рождением в e^+e^- -аннигиляции. Это исследование представляет интерес как для интерпретации существующих экспериментальных данных, так и в связи с перспективой строительства Международного линейного коллайдера.

В **главе 10** третьей части обсуждаются особенности эксклюзивного рождения пары очарованных мезонов и оценивается вклад этого сечения в полное рождение чарма [20, 21]. В рамках конститuentной модели показывается, что легкий валентный кварк D -мезона играет существенную роль не толь-

ко при адронизации, но и в процессе жесткого рождения тяжелого кварка. Из-за сильного взаимодействия фотонного поля с зарядом легкого кварка подобная ситуация сохраняется даже в пределе $m_Q \rightarrow \infty$. Следовательно, вычисления, проведенные в рамках эффективной теории тяжелого кварка, для этих процессов являются некорректными, так как не учитывают один из доминирующих механизмов взаимодействия. Модель составляющих кварков также предсказывает различное асимптотическое поведение по энергии для заряженных и нейтральных мезонов при больших s . Так, для заряженных мезонов все три сечения ведут себя как $1/s^2$, в то время как у нейтральных мезонов эта асимптотика различная: $\sigma_{D^0\bar{D}^0} : \sigma_{D^{*0}\bar{D}^0} : \sigma_{D^{*0}\bar{D}^{*0}} \sim \frac{1}{s^3} : \frac{1}{s^4} : \frac{1}{s^2}$. Однако следует заметить, что такая асимптотика наступает только при $\sqrt{s} > 20$ ГэВ, где уже могут играть роль логарифмические поправки, возникающие при учете следующих порядков теории возмущений.

В этой же главе показано, что даже при описании эксклюзивного рождения пары очарованных мезонов в e^+e^- -аннигиляции, где и конституентная модель, и эффективная теория кварков дают согласованные предсказания для $m_Q \rightarrow \infty$, при разумных значениях масс легкого и тяжелого кварков, составляющих D -мезон, результаты, полученные в рамках конституентной модели довольно сильно отличаются от результатов эффективной теории тяжелого кварка.

В **главе 11** третьей части исследованы роли партонных масс и зарядов и формы волновых функций при эксклюзивном фотон-фотонном рождении пар странных мезонов, и выяснено, что все три вышеперечисленных фактора могут существенно влиять на характер эксклюзивного фотон-фотонного рождения мезонных пар [22]. Тем не менее, роль мезонного заряда следует выделить особо, так как именно изменение величины заряда приводит в рамках рассмотренной модели к наиболее кардинальному изменению картины рождения. Например, если для процесса $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ распределение по

$\cos \Theta$ имеет ярко выраженный периферический характер, то для процесса $\gamma\gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ аналогичное распределение практически плоское.

Четвертая часть работы посвящена изучению движения кварков в составе кваркония. Поводом для этого исследования послужило то обстоятельство, что величина сечения парного рождения чармония, предсказанная в рамках стандартной техники вычислений, недооценивает полученные недавно экспериментальные данные Коллабораций BELLE и BABAR примерно на порядок. Детальный анализ показал, что одной из причин такой недооценки являются большие фиксированные виртуальности промежуточных кварка и глюона которые возникают в стандартных вычислениях, не учитывающих в жесткой части амплитуды относительного импульса валентных кварков (такой подход называют δ -приближением). Учет относительного движения валентных кварков позволяет уменьшить расхождение между теорией и экспериментом. Так, предсказания для сечения парного рождения кваркония в e^+e^- аннигиляции, полученные в рамках формализма волновой функции на световом конусе, находятся в качественном согласии с данными BELLE и BABAR (А. Е. Bondar and V. L. Chernyak, Phys. Lett. B **612**, 215; J. P. Ma and Z. G. Si, Phys. Rev. D **70**, 074007; V. V. Braguta, A. K. Likhoded, and A. V. Luchinsky, Phys. Rev. D **72**, 074019, Phys. Lett. B **635**, 299, Phys. Rev. D **74**). В этих работах внутреннее движение валентных кварков учитывается посредством замены δ -образной волновой функции кваркония на функцию $\phi(x)$, “размазанную” по x , где x — доля импульса кваркония, уносимая валентным кварком в системе бесконечного импульса. Такая размазка уменьшает эффективные виртуальности промежуточных глюона и кварка, а следовательно, увеличивает предсказываемую величину сечения.

Анализ парного рождения чармониев в рамках кварк-адронной дуальности, который приведен в **главе 12** четвертой части [23, 24], также приводит к увеличению предсказываемой величины сечения и позволяет описать экс-

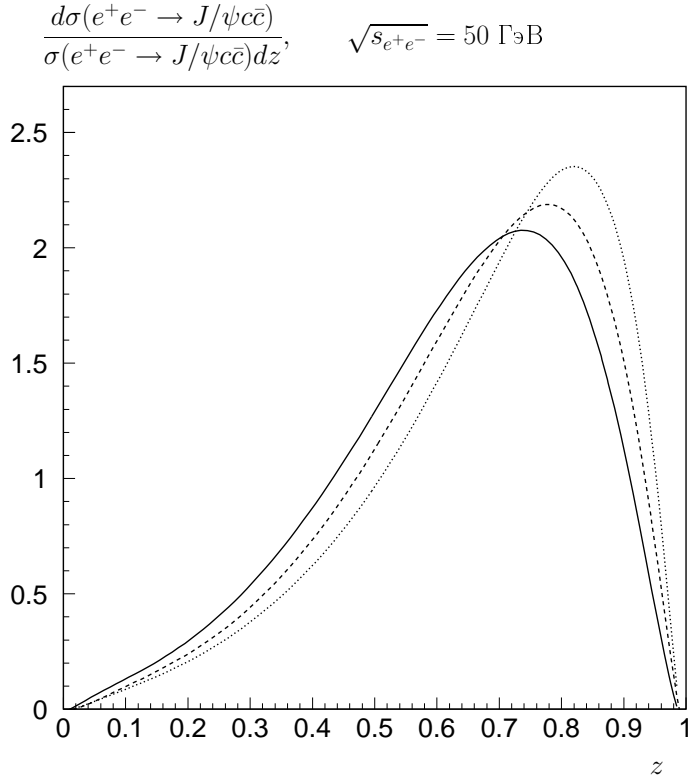


Рис. 8: Нормированное на единицу дифференциальное распределение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ по переменной $z = |2\mathbf{p}_{J/\psi}|/\sqrt{s_{e^+e^-}}$ при $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 50$ ГэВ (функция фрагментации): сплошная кривая — δ -приближение; штриховая кривая — учет внутреннего движения с помощью волновой функции в форме, предложенной в работе А. Е. Bondar and V. L. Chernyak, Phys. Lett. В **612**, 215; точечная кривая — учет внутреннего движения в рамках кварк-адронной дуальности.

периментальные данные.

Кроме того, в предположении о кварк-адронной дуальности были рассмотрены процессы электророждения и глюонного рождения J/ψ -мезона. Это исследование приведено в **главе 13** четвертой части (см. также [25]). В нем показано, что в отличие от парного рождения чармониев в e^+e^- -аннигиляции, в исследуемой кинематической области учет внутреннего движения кварков не приводит к такому же драматическому увеличению величины сечения электророждения J/ψ , но значительно улучшает описание экспериментальных данных, полученных на ускорителе Гера, по сравнению с δ -приближением.

В **главе 14** четвертой части приводится исследование одиночного и парного рождения чармония в e^+e^- -аннигиляции, в котором внутреннее дви-

жение кварков учитывается с помощью формы волновой функции. Следует отметить работы, в которых влияние внутреннего движения на сечение одиночного и двойного рождения чармония оценивалось в рамках нерелятивистской КХД методом разложения матричного элемента жесткого подпроцесса по степеням трех-импульса кварка в мезоне, взятого в системе покоя мезона (D. Ebert and A. P. Martynenko, Phys. Rev. D **74**, 054008; Z. He, Y. Fan, and K.-T. Chao, Phys. Rev. D **75**, 074011; G. T. Bodwin, J. Lee, and C. Yu, arXiv:0710.0995). В таком подходе амплитуда одиночного рождения S -волнового состояния чармония представима следующим образом:

$$A \sim \int d\mathbf{k} \tilde{\Psi}(\mathbf{k}) T_{c\bar{c}c\bar{c}} = \int d\mathbf{k} \tilde{\Psi}(\mathbf{k}) \left\{ T_{c\bar{c}c\bar{c}}|_{\mathbf{k}=0} + \mathbf{k}^2 \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}^2} T_{c\bar{c}c\bar{c}}|_{\mathbf{k}=0} + \dots \right\}, \quad (6)$$

где $\tilde{\Psi}(\mathbf{k})$ — образ Фурье волновой функции мезона $\Psi(\mathbf{x})$. Учет лишь первого члена разложения приводит к δ -приближению, и амплитуда будет иметь вид

$$A \sim T_{c\bar{c}c\bar{c}}|_{\mathbf{k}=0} \cdot \int d\mathbf{k} \tilde{\Psi}(\mathbf{k}) \sim \Psi(0) \cdot T_{c\bar{c}c\bar{c}}|_{\mathbf{k}=0}, \quad (7)$$

где $\Psi(0)$ — значение волновой функции в начале координат, а амплитуда $T_{c\bar{c}c\bar{c}}$ жесткого подпроцесса вычисляется при нулевой относительной скорости кварков, составляющих мезон. Второй член разложения следует интерпретировать как поправку порядка \mathbf{k}^2 (или, что тоже самое, порядка v^2). Однако, свойства $\tilde{\Psi}(\mathbf{k})$ таковы, что интеграл $\int d\mathbf{k} \mathbf{k}^2 \tilde{\Psi}(\mathbf{k})$ расходится. Поэтому для оценки его величины авторы прибегают к процедуре регуляризации. Такой подход сложно назвать последовательным, ибо, как показывают оценки, исходное выражение для амплитуды ($\int d\mathbf{k} \tilde{\Psi}(\mathbf{k}) T_{c\bar{c}c\bar{c}}$) конечно. Вычислению сечения с помощью прямого вычисления исходного интегрального выражения для амплитуды будет посвящено дальнейшее исследование, а исследование, приведенное в главе 14 четвертой части, можно расценивать, как некий подготовительный этап, на котором учтены масса кварка в жесткой части амплитуды и размазка волновой функции кварка в направлении движения

мезона [26]. Поперечным движением в данном расчете пренебрегается. Показано, что сечение парного рождения при $\sqrt{s} = 10.59$ ГэВ увеличивается приблизительно в два раза. Для процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ внутреннее движение практически не изменяет величину полного сечения, однако серьезным образом влияет на форму некоторых дифференциальных распределений. Так, при энергиях e^+e^- взаимодействий, когда для процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ можно говорить о фрагментации $c \rightarrow J/\psi$, учет внутреннего движения делает функцию фрагментации жестче по сравнению с δ -приближением (см. рис. 8).

В заключении перечисляются результаты, полученные в диссертации.

Основные материалы диссертации опубликованы в работах:

-
- [1] Особенности адронного рождения $B_c^{(*)}$ -мезонов при больших значениях поперечных импульсов, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, О. П. Ющенко ЯФ **59**, 742 (1996).
 - [2] Hadronic production of S - and P -wave states of $\bar{b}c$ -quarkonium, А. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, А. К. Likhoded, Z. Phys. A **356**, 79 (1996).
 - [3] Адронное рождение S - и P -волновых состояний $\bar{b}c$ -кваркония, А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, ЯФ **60**, 108 (1997).
 - [4] B_c -мезон на LHC, А.В. Бережной, В.В. Киселев, А.К. Лиходед, А.И. Онищенко, ЯФ **60**, 1889 (1997).
 - [5] Адронное рождение B_c -мезонов, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, М. В. Шевлягин, ЯФ **58**, 730 (1995).
 - [6] Цветовые потоки для процесса $gg \rightarrow B_c + \bar{b}c$, А. В. Бережной, ЯФ **68**, 1928 (2005).
 - [7] Фоторождение B_c -мезонов, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, М. В. Шевлягин, ЯФ **58**, 1833 (1995).
 - [8] Photonic production of B_c -mesons, А. V. Berezhnoy, А. К. Likhoded, М. V.

- Shevlyagin, Phys. Lett. B **342**, 351 (1995).
- [9] Photonic production of P -wave states of B_c mesons, A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, and A. K. Likhoded, Phys. Lett. B **381**, 341 (1996).
- [10] Photonic production of S - and P -wave B_c states and doubly heavy baryons, A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, and A. K. Likhoded, Z. Phys. A **356**, 89 (1996).
- [11] Адронное образование тяжелых мезонов в рамках пертурбативной КХД, А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, ЯФ **60**, 1353 (1997).
- [12] Адронное рождение барионов, содержащих два тяжелых кварка, А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, ЯФ **59**, 909 (1996).
- [13] Doubly charmed baryon production in production in hadronic experiments, A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. I. Onishchenko, Phys. Rev. D **57**, 4385 (1998).
- [14] Фото- и электророждение чарма при высоких энергиях, А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, ЯФ **63**, 1682 (2000).
- [15] Photoproduction and electroproduction of charm at high energies, A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, Phys. Rev. D **62**, 074013 (2000).
- [16] Вклад чарма в структурную функцию протона в DIS на ep -коллайдере HERA, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **66**, 801 (2003).
- [17] Вклад адронной компоненты фотона в фоторождение чарма на ускорителе HERA А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **64**, 1913 (2001).
- [18] Зарядовая асимметрия в фоторождении очарованных мезонов, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **69**, 107 (2006).
- [19] Неабелева природа асимметрии рождения B_c -мезонов в глюон-фотонном взаимодействии, А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед ЯФ **61**, 302 (1998).
- [20] Рождение пары очарованных мезонов в фотон-фотонном взаимодей-

- ствии, А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, ЯФ **67**, 837 (2004).
- [21] Эксклюзивное рождение пар очарованных мезонов, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **68**, 311 (2005).
- [22] Роль партонных зарядов и масс в эксклюзивном фотон-фотонном рождении мезонных пар, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **69**, 1000 (2006).
- [23] Кварк-адронная дуальность и рождение чармониев и дважды очарованных барионов в e^+e^- -аннигиляции, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **70**, 478 (2007).
- [24] Процессы $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}s\bar{s}$ и $e^+e^- \rightarrow J/\psi + gg$ при $\sqrt{s} = 10.59$ ГэВ, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **67**, 778 (2004).
- [25] Электророждение и глюонное рождение J/ψ -мезонов в предположении о кварк-адронной дуальности, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, ЯФ **71**, 330 (2008).
- [26] Внутреннее движение массивных c -кварков в процессе парного рождения чармония в e^+e^- -аннигиляции, А. В. Бережной, ЯФ **71**, 1149 (2008).

Формат 60 × 84/16. Бумага офсетная.

Гарнитура “Таймс”. Печать цифровая.

Тираж 100 экз. Заказ № Т-055

Отпечатано в типографии “КДУ”

Тел./факс: (495) 939-57-32

E-mail: press@kdu.ru