

Сечения рождения D^* -мезонов в процессах e^-p - и e^+p -рассеяния на коллайдере HERA

Р. К. Дементьев

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: roman@sinp.msu.ru, dement@mail.desy.de

Статья поступила 05.06.2013, подписана в печать 26.06.2013.

Получено объяснение аномального различия сечений рождения D^* -мезонов в процессах глубококонепругого e^-p и e^+p -рассеяния в эксперименте ZEUS на коллайдере HERA.

Ключевые слова: глубококонепругое рассеяние, дифракционное рождение очарованных мезонов, факторизация Редже.

УДК: 539.128.417. PACS: 13.85.Nd.

Введение

В работе [1] коллаборации ZEUS, изучающей процессы взаимодействия электронов e^- и позитронов e^+ с протонами p на коллайдере HERA, в измерениях, проведенных в период 1998–2000 гг. (экспериментальные данные HERA I), было обнаружено аномальное поведение сечений рождения D^* -мезонов в глубококонепругом $e^\pm p$ -рассеянии. Значительное превышение сечений рождения D^* -мезонов в e^-p -рассеянии $\sigma^{e^-p}(D^*)$ над сечениями рождения D^* -мезонов в e^+p рассеянии $\sigma^{e^+p}(D^*)$ наблюдалось при возрастании виртуальности (Q^2) обменного фотона. В работе [2] было дано объяснение механизма возникновения этой асимметрии и получено воспроизведение экспериментальных данных с аномальным поведением дифференциальных сечений рождения D^* -мезонов.

После 2003 г. коллаборации ZEUS получены новые данные о рождении D^* -мезонов в $e^\pm p$ рассеянии (экспериментальные данные HERA-II) [3]. В настоящее время набор данных эксперимента ZEUS завершен. Это позволяет провести на полной статистике более обстоятельную проверку причины возникновения аномального поведения сечений $\sigma^{e^-p}(D^*)$ и $\sigma^{e^+p}(D^*)$. В настоящей работе изложенный в [2] подход к описанию асимметрии $\sigma^{e^\pm p}(D^*)$ используется для описания объединенного набора данных HERA-I и HERA-II, а также для объяснения отсутствия асимметрии сечений в дифракционных процессах рождения D^* -мезонов [4], в которых подобная аномалия не наблюдалась.

1. Асимметрия сечений рождения D^* -мезонов

Образование открытого чарма, т.е. адронов содержащих единичный c -кварк, описывается механизмом фотон-глюонного слияния, когда в процессе рассеяния лептона (электрона или позитрона) с массой m_e и 4-импульсом k на протоне с 4-импульсом P , виртуальный фотон γ с импульсом $q = k - k'$ взаимодействует с глюоном g , переносящим импульс xP (рис. 1, а). Переменная x , обозначающая долю импульса протона, переносимую глюоном, связана с переменной Бьеркена $x_{BJ} = Q^2/2Pq$ соотношением $x = x_{BJ} + S_{CC}/yS$.

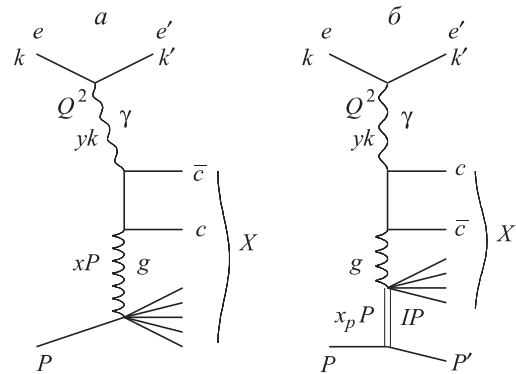


Рис. 1. Диаграммы образования очарованных кварков: а — в глубококонепругом, б — в дифракционном лептон-протонном рассеянии. X обозначает партонную систему конечного состояния

Здесь $y = Pq/Pk$ — часть энергии лептона, переданная фотону в системе покоя пучкового протона, $S = (k + P)^2$ — квадрат инвариантной энергии лептон-протонного взаимодействия, $S_{CC} = (q + xP)^2$ — квадрат инвариантной энергии образующейся очарованной кварк-антикварковой пары. Величина S_{CC} определяет порог рождения очарованных кварков с массой M_C : $(q + xP)^2 \geq (2M_C)^2$. Из последнего соотношения следует ограничение виртуальности обменного фотона

$$Q^2 \leq xyS - 4M_C^2 = Q_{\max}^2.$$

В пространстве прицельного параметра \mathbf{b} , сопряженно-го передаче импульса от начального лептона конечному, ограничение виртуальности обменного фотона эквивалентно ограничению величины прицельного параметра. В самом деле, с ростом Q_{\max}^2 функция перекрытия, определяющая сечение процесса в b -представлении

$$G(b, Q_{\max}^2) = \int dx_{BJ} h^2(b, x_{BJ}, Q_{\max}^2), \quad b = |\mathbf{b}|,$$

где $h(b, x_{BJ}, Q_{\max}^2)$ — функция профиля,

$$h(b, x_{BJ}, Q_{\max}^2) = \int_0^{Q_{\max}^2} \sqrt{\frac{d\sigma}{dQ^2 dx_{BJ}}} J_0(b\sqrt{Q^2}) dQ^2,$$

становится более центральной, что соответствует увеличению вкладов состояний с меньшими значениями

ми прицельного параметра. В результате корреляции $\langle b^2 \rangle \sim 1/Q^2$ происходит выбывание части событий из всего множества лептон-протонных столкновений, потенциально способных образовать $c\bar{c}$ -пару. Так как оператор прицельного параметра не коммутирует с гамильтонианом, то начальные $e^\pm p$ -состояния с прицельным параметром b_0 , подготовленные вне области взаимодействия, могут эволюционировать в состояния с прицельными параметрами b_+ или b_- (большими или меньшими b_0), прежде чем произойдет процесс взаимодействия. В работе [2] было показано, что асимметрия сечений рождения D^* -мезонов в $e^\pm p$ взаимодействиях является следствием эволюции прицельно-параметрических состояний, которая связана с радиацией фотонов в начальном состоянии. Во время пересечения пучков сталкивающихся частиц лептон, излучая фотоны в поле протона, отклоняется от начальной траектории уменьшая начальный прицельный параметр в случае e^-p -рассеяния и увеличивая его в случае e^+p -рассеяния. При увеличении Q_{\max}^2 функции перекрытия становятся более центральными и значение среднего прицельного параметра уменьшается. В результате увеличивается разность вкладов в сечение состояний с прицельными параметрами b_- и b_+ . А именно увеличение начального прицельного параметра в e^+p -взаимодействиях приводит к уменьшению вклада этих процессов в сечение рождения D^* по сравнению с e^-p -взаимодействиями. Оценка величины изменения прицельного параметра $\Delta b = |b_0 - b_\pm|$ получена в работе [2] путем расчета траектории движения лептона в поле протона. В качестве максимального расстояния между точкой начала эволюции траектории лептона и точкой, где лептон, излучая фотон, инициирует процесс фотон-глюонного слияния, был принят радиус \mathcal{R} такой сферы, внутри которой находится только одна частица протонного банча. Таким образом, эффективно учитывалась кулоновская экранировка протонов внутри пучка

$$\mathcal{R} = 3\sqrt{\frac{3}{4\pi\rho}} \approx 10^6.$$

Размерность радиуса \mathcal{R} — фемтометр (фм), $\rho = N_p/\Delta V_p$ — плотность частиц в протонном банче, ΔV_p — его объем, а N_p — число протонов в банче

$$N_p = \frac{I_p}{q_p \cdot f \cdot N_B},$$

I_p — ток протонного пучка, q_p — заряд протона, f — частота обращения банчей, а N_B — их число. Здесь и далее используется система единиц $\hbar, c = 1$. То же по порядку величины значение \mathcal{R} можно получить исходя из выражения для светимости

$$\mathcal{L} = \frac{I_e I_p}{4\pi f N_B \sqrt{(\sigma_{X_e}^2 + \sigma_{Y_e}^2)(\sigma_{X_p}^2 + \sigma_{Y_p}^2)}},$$

где I_e — ток электронного пучка, а σ_{X_i} и σ_{Y_i} — горизонтальный и вертикальный размеры пучка i ($i = e, p$). Параметры пучков коллайдера HERA можно найти в работе [5].

При расчете Δb важным является вопрос о величине минимального расстояния между сталкивающимися лептонами и протонами \mathcal{R}_{\min} . Это связано

с использованием потенциала Кулона на расстояниях $r < 1/m_e \approx 400$ фм, который, как известно, модифицируется, приобретая (в однопетлевом приближении) дополнительную логарифмическую зависимость

$$V_M(r) = \frac{1}{4\pi r} \left[1 + \frac{2\alpha_{em}}{3\pi} \left(\ln \frac{1}{m_e r} - C - \frac{5}{6} \right) \right],$$

α_{em} — электромагнитная константа связи, C — постоянная Эйлера. Но и с учетом этой небольшой (рис. 2) поправки расчеты классической траектории лептона в кулоновском поле на расстояниях $r < 1/m_e$ невозможны, так как на этих расстояниях лептон, обладая квантовыми свойствами, не образует волнового пакета движущегося по классической траектории без расплывания. В связи с этим расчеты проводились при выполнении условий $1/m_e < \mathcal{R}_{\min} \leq r \leq \mathcal{R}_{\max}$ и $\mathcal{R}_{\min} = 10^3$ фм, $\mathcal{R}_{\max} = 10^6$ фм. Результаты вычислений Δb показаны на рис. 3. Очевидно, что если бы было возможно проводить расчеты с учетом расстояний,

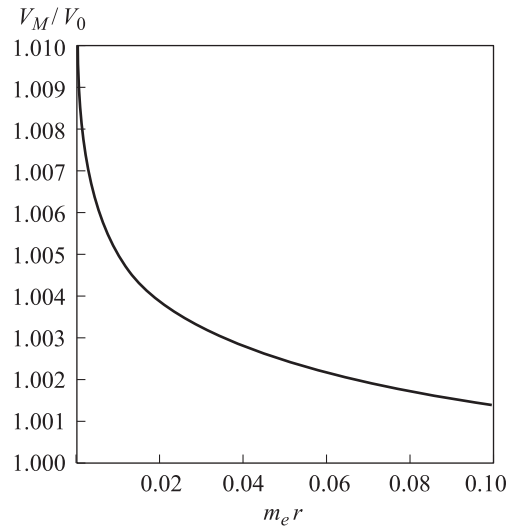


Рис. 2. Отношение модифицированного потенциала Кулона V_M к потенциалу $V_0 = \frac{1}{4\pi r}$ при $m_e r \ll 1$

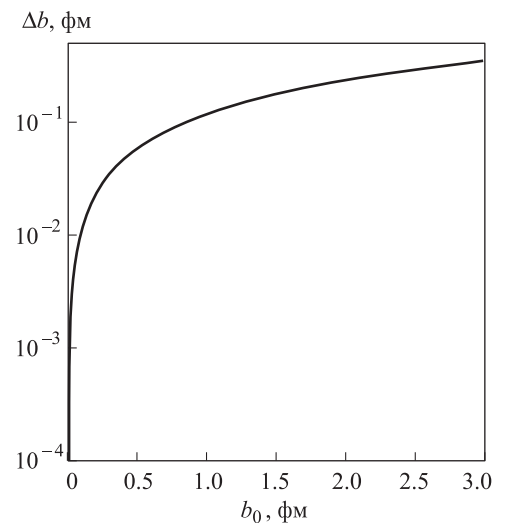


Рис. 3. Изменение прицельного параметра Δb в зависимости от величины начального прицельного параметра b_0

меньших \mathcal{R}_{\min} , то изменения прицельного параметра Δb имели бы значения, большие приведенных на этом рисунке. Поэтому полученные значения Δb следует рассматривать как оценку величины минимального изменения прицельного параметра в процессе эволюции траектории лептона.

2. Расчет дифференциальных сечений электрон-протонных и позитрон-протонных взаимодействий

Для анализа асимметрии сечений $\sigma^{e^-p}(D^*)$ и $\sigma^{e^+p}(D^*)$ в экспериментальных данных HERA-I и HERA-II дифференциальные распределения по Q^2 вычислялись путем моделирования методом Монте-Карло лептон-протонных взаимодействий с учетом динамики образования c -кварков и эволюции траектории лептона. Масса c -кварка полагалась равной 1.35 ГэВ. Расчеты проводились по модели, изложенной в работе [2], и в тех же кинематических границах, в которых были сделаны экспериментальные измерения.

Для событий с определенным Q_{\max}^2 разыгрывался прицельный параметр $b_0 = |b_0|$ и определялась величина изменения прицельного параметра Δb . Затем вычислялись веса событий:

$$h[(b_0 - \Delta b), y, Q_{\max}^2] \text{ — для } e^-p\text{-взаимодействий;}$$

$$h[(b_0 + \Delta b), y, Q_{\max}^2] \text{ — для } e^+p\text{-взаимодействий.}$$

Таким образом, сравнивались два идентичных по кинематическим параметрам события, принадлежащие e^-p - и e^+p -взаимодействиям. На рис. 4 показаны результаты расчетов отношений дифференциальных сечений $d\sigma^{e^-p}(D^*)/dQ^2$ и $d\sigma^{e^+p}(D^*)/dQ^2$ в диапазоне виртуальности фотона от 1.5 до 1000 ГэВ². Для сопоставления модельных расчетов с экспериментальными

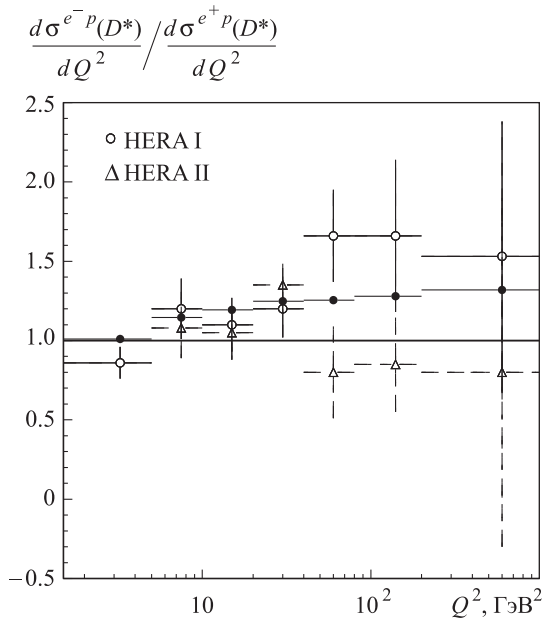


Рис. 4. Зависимость отношения дифференциальных сечений рождения D^* -мезонов в $e^\pm p$ -столкновениях от виртуальности фотона Q^2 . Открытые кружки и треугольники — экспериментальные данные из работ [1, 3]. Сплошные кружки — расчеты по модели [2]

данными на том же рисунке приведены соответствующие экспериментальные результаты, опубликованные в работах [1, 3]. В пределах экспериментальных ошибок эффект асимметрии сечений воспроизводится как в качественном, так и в количественном отношении. Здесь следует отметить, что при описании объединенного набора данных HERA-I и HERA-II для расчетов траектории лептонов были выбраны более жесткие граничные условия, чем при описании данных HERA-I. Значение \mathcal{R}_{\min} увеличено более чем на порядок. При этом разница отношения сечений e^-p/e^+p в представленных расчетах и в расчетах для HERA-I не превышает десяти процентов. Такая устойчивость результатов может свидетельствовать в пользу справедливости нашего подхода к объяснению возникновения разницы сечений рождения D^* -мезонов в $e^\pm p$ рассеянии.

3. Сечения процессов дифракционного рождения D^* -мезонов

В процессах жесткого дифракционного $e^\pm p$ рассеяния (рис. 1, б) участвуют два обменных агента: фотон с виртуальностью Q^2 , несущий долю импульса начального лептона y , и померон \mathbb{P} с виртуальностью $t = -(P - P')^2$, несущий долю импульса начального протона $x_{\mathbb{P}} = q(P - P')/qP$. Из анализа экспериментальных данных о дифракционном рождении D^* -мезонов [6] следует, что дифракционное образование открытого чарма происходит в процессе слияния фотона с глюоном из померона, а померон имеет преимущественно глюонную структуру. В отличие от глубоконеупругого рассеяния, в процессах жесткой дифракции прицельный параметр является суммой прицельного параметра b , сопряженного импульсу фотона или инвариантной передаче 4-импульса от начального лептона конечному $Q^2 = -q^2$, и прицельного параметра b_t , сопряженного импульсу померона или инвариантной передаче 4-импульса t от начального протона конечному. В силу выполнения редже-факторизации в процессах дифракционного образования открытого чарма [6] амплитуда дифракционного процесса является функцией независимых пар переменных $\{t, x_{\mathbb{P}}\}$ и $\{Q^2, y\}$, а значит, и переменные b и b_t также являются независимыми. Из этого следует, что изменение величины суммарного прицельного параметра $B = b + b_t$ в процессе эволюции лептонной траектории не будет коррелировать с величиной прицельного параметра b . Так при увеличении Q_{\max}^2 сужение функции профиля $h(|b|, y, Q_{\max}^2)$ не связано с шириной функции профиля $h(|b_t|, x_{\mathbb{P}}, t_{\max})$, которая может принимать любые кинематически допустимые значения, а значит, не будет влиять на величину и форму полной функции профиля и приводить к разнице величин сечений $\sigma^{e^-p}(D^*)$ и $\sigma^{e^+p}(D^*)$. Результатом этого является отсутствие разницы сечений в экспериментальных данных о дифракционном рождении D^* -мезонов в e^-p - и e^+p -рассеянии.

Заключение

Проведен анализ дифференциальных сечений рождения D^* -мезонов в процессах глубоконеупругого e^-p - и e^+p -рассеяния при виртуальности обменного фотона

от 1.5 до 1000 ГэВ². Получено описание разницы сечений рождения D^* -мезонов в процессах инклюзивного e^-p - и e^+p -рассеяния. Расчеты хорошо согласуются с данными HERA-I и HERA-II и могут быть использованы при анализе экспериментальных данных для коррекции процедуры реконструкции e^-p - и e^+p -взаимодействий. Дано объяснение причины отсутствия разницы сечений $\sigma^{e^-p}(D^*)$ и $\sigma^{e^+p}(D^*)$ в процессах дифракционного рождения D^* -мезонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-3920.2012.2).

Список литературы

1. Chekanov S., Derrick M., Musgrave B. et al. (ZEUS Collaboration) // Phys. Rev. D. 2004. **69**. P. 0120004.
2. Дементьев Р.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2005. № 6. С. 20.
3. Chekanov S., Derrick M., Musgrave B. et al. (ZEUS Collaboration) // XXII Intern. Symp. on Lepton-Photon Interaction at High Energy. Uppsala (Sweden), 2005. Session QCD/HS, FP. Abstract 271.
4. Власов Н.Н., Гладиллин Л.К., Дементьев Р.К. // Препринт НИИЯФ МГУ. 2002-26/710.
5. Wolf G. // AIP Conference Proc. 2002. **623**, N 1. P. 61.
6. Dementiev R.K. // Physics of Atomic Nuclei. 2009. **72**, N 6. P. 1094.

The cross-section of D^* mesons production in the processes e^-p and e^+p scattering at HERA collider

R. K. Dementiev

D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: roman@sinp.msu.ru, dement@mail.desy.de.

The explanation of anomalous difference of cross-sections of D^* -meson production in deep inelastic e^-p and e^+p scattering at ZEUS experiment on HERA collider is got.

Keywords: deep inelastic scattering, diffractive production of charmed mesons, Regge factorization.

PACS: 13.85.Hd.

Received 5 June 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2013).

Сведения об авторе

Дементьев Ромуальд Константинович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-35-68, e-mail: roman@sinp.msu.ru, dement@mail.desy.de.