

Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин,
Р.К. Дементьев

**Изучение дифракционного рождения
 $D^{*\pm}$ мезонов в реакциях
глубоконеупругого рассеяния
на коллайдере HERA.**

Часть III.

**Сравнение экспериментальных
результатов с модельными расчетами.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2003 - 3/716

Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин,
Р.К. Дементьев

**Изучение дифракционного рождения
 $D^{*\pm}$ мезонов в реакциях
глубоконеупругого рассеяния
на коллайдере HERA.**

Часть III.

**Сравнение экспериментальных
результатов с модельными расчетами.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2003 - 3/716

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин,
Р.К. Дементьев

**Изучение дифракционного рождения
 $D^{*\pm}$ мезонов в реакциях
глубоко неупругого рассеяния
на коллайдере HERA.**

Часть III.

**Сравнение экспериментальных
результатов с модельными расчетами.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2003 - 3/716

УДК 539.137.12/.6

ББК 22.38

B58

N.N.Vlasov, L.K.Gladilin, R.K.Dementiev

e-mail: vlasov@mail.desy.de

Investigation of diffractive $D^{*\pm}$ meson production in deep inelastic scattering at HERA collider.

Part III. Comparison of the experimental data with the model calculations.

Preprint NPI MSU - 2003 - 3/716

Abstract. The measured integrated and differential cross section of diffractive $D^{*\pm}$ production has been compared with predictions of different diffractive models in the kinematic region $1.5 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $x_F < 0.035$, $\beta < 0.8$, $P_T(D^*) > 1.5 \text{ ГэВ}$, $|\eta(D^*)| < 1.5$.

Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин, Р.К. Дементьев

Изучение дифракционного рождения $D^{*\pm}$ мезонов в реакциях глубоконеупругого рассеяния на коллайдере HERA.

Часть III. Сравнение экспериментальных результатов с модельными расчетами.

Препринт НИИЯФ МГУ - 2003 - 3/716

Аннотация. Проведено сравнение измерений полных и дифференциальных сечений дифракционного рождения $D^{*\pm}$ мезонов с предсказаниями различных дифракционных моделей в кинематической области $1.5 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $x_F < 0.035$, $\beta < 0.8$, $P_T(D^*) > 1.5 \text{ ГэВ}$, $|\eta(D^*)| < 1.5$.

© Н.Н. Власов 2002

© Л.К. Гладилин 2002

© Р.К. Дементьев 2002

© НИИЯФ МГУ 2002

1 Введение.

Дифракционная диссоциация в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) остается до конца не понятным процессом адронной динамики. Несмотря на множество теоретических подходов к ее описанию нельзя сделать однозначного вывода о механизме жесткой дифракции. Это объясняется, в частности, и недостатком экспериментального материала, стимулирующего развитие феноменологии дифракционных процессов.

Все многообразие моделей жесткой дифракции при глубоконеупругом ep рассеяния можно условно разделить на две категории. В одной из них используется Редже - формализм, дополненный представлениями о структуре померона. В таком подходе дифракционное образование кварков моделируется механизмом бозон - глюонного слияния, когда виртуальный фотон зондирует глюонную компоненту померона.

Модели другой категории используют аппарат пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД). Дифракционное рождение кварков осуществляется путем флуктуации фотона в состояние $q\bar{q}$ и, следующего за этим, обмена с протоном двумя глюонами в синглетном по цвету состоянии. В моделях этого подхода партонная структура обменного агента существенно отличается как от адроподобного померона, так и от адроподобных t - канальных структур в недифракционном рассеянии.

В настоящей работе на основе новых данных сотрудничества ZEUS о дифракционном рождении очарованных кварков проводится сравнение экспериментальных данных с предсказаниями модели структурного померона в подходе АСТW - [1], а также с КХД расчетами в рамках модели двухглюонного обмена [2], [3], [4], [5] и модели насыщения [6].

Глубоконеупругие ep - взаимодействия, зарегистрированные на установке ZEUS коллайдера HERA, отбирались при виртуальности обменного фотона $Q^2 > 1.5 \text{ ГэВ}^2$ и при энер-

гии фотон-протонных взаимодействий $W_{\gamma p}$ на порядок превышающих $W_{\gamma p}$ в экспериментах на фиксированных мишенях. Дифракционное образование c - кварков детектировалось на основе реконструкции D^* мезонов в канале распада $D^* \rightarrow D^0 \pi$, с последующим распадом D^0 мезона: $D^0 \rightarrow K \pi$. Процедура отбора и реконструкция $e p$ - взаимодействий с образованием D^* приведены в работе [7]. Методика селекции и основные характеристики дифракционных взаимодействий с рождением D^* мезонов описаны в работе [8]. Далее мы используем обозначения и терминологию, введенные в этих работах.

2 Модели структурного померона.

Модели структурного померона строятся на основе идеи Ингельмана и Шляйна [9], предложивших рассматривать померон, как адроподобный объект, состоящий из партонов. В таком подходе структура померона может быть описана с помощью функций плотности партонов, подчиняющихся эволюции согласно уравнениям DGLAP [10], [11], [12]. При этом процессы образования струй или рождения тяжелых кварков описываются теми же матричными элементами жесткого рассеяния, что и процессы $e p$ - и $p \bar{p}$ - взаимодействий.

Сечения дифракционных процессов, вызванных рассеянием прямого фотона на конstituентах померона, могут быть представлены произведением функций плотности партонов f^D и коэффициентных функций жесткого рассеяния:

$$d\sigma = \sum_i \int d\beta f^D(\beta, x_P, Q^2) d\sigma_i,$$

где β и x_P - стандартные дифракционные переменные, а суммирование проводится по вкладам жестких процессов. Партоновые плотности $f^D(\beta, x_P, Q^2)$, определяющие структуру по-

мерона, а также параметры померонной траектории являются параметрами этих моделей.

2.1 Модель АСТW.

В основе модели лежит работа Альверо, Коллинза, Террона и Витмора [1] посвященная определению функционального вида плотности партонов в помероне по существующим экспериментальным данным.

Образование тяжелых кварков в модели происходит в процессе бозон-глюонного слияния ($\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$), который доминирует в лидирующем порядке теории возмущений. Параметры модели определяются подгонкой дифракционной структурной функции $F_2^{D(3)}(\beta, x_P, Q^2)$ в LO или NLO приближении к экспериментально измеренным $F_2^{D(3)}$. Распределения плотности легких кварков и глюонов в помероне находятся через DGLAP эволюцию с использованием массовой схемы, когда массы образующихся тяжелых кварков отличны от нуля.

Практическим развитием АСТW подхода является адаптация структурных функций $F_2^{D(3)}$ для использования совместно с Монте Карло программой HVQDIS [13], позволяющей проводить расчеты 4-импульсов конечных партонов с последующей фрагментацией их в адроны.

Модель позволяет рассчитывать сечения дифракционного рождения $D^{*\pm}$ мезона в требуемой кинематической области для трех траекторий померона $\alpha_P(0) = 1.08, 1.14, \text{ и } 1.19$ ($\alpha'_P = 0.25$) и пяти схем структуры померона :

- А - померон состоит только из мягких кварков
- В - померон состоит из глюонов с примесью мягких кварков
- С - в состав померона входят мягкие кварки с примесью жестких кварков

- D - померон состоит из глюонов с примесью мягких и жестких кварков
- SG- померон состоит из супержестких глюонов с примесью мягких кварков

Адронизация c кварков в $D^{*\pm}$ мезоны осуществляется согласно фрагментационной функции Петерсона [14].

2.2 Сопоставление данных с расчетами по модели АСТW.

Для анализа использовались данные о дифракционном образовании D^* мезонов в кинематической области:

$$1.5 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2, \quad 0.02 < y < 0.7,$$

$$x_F < 0.035, \quad \beta < 0.8, \quad (1)$$

$$P_T(D^*) > 1.5 \text{ ГэВ}, \quad |\eta(D^*)| < 1.5.$$

Как показали расчеты, наилучшего согласия с экспериментальными данными удается достичь используя следующие параметры модели АСТW: $\alpha_F(0) = 1.14$, а структура померона соответствует схеме B , т.е. кварк-глюонной структуре померона со следующей параметризацией функций плотности кварков $f_q(\beta, Q^2)$ и глюонов $f_g(\beta, Q^2)$:

$$\beta f_q(\beta, Q^2) = 0.239 \beta(1 - \beta),$$

$$\beta f_g(\beta, Q^2) = 4.5 \beta(1 - \beta).$$

Для фрагментации чарма использовалась функция Петерсона с параметром $\epsilon = 0.035$. Вероятность того, что c кварк фрагментирует в $D^{*\pm}$ мезон была зафиксирована равной 0.235 [15]. Шкала факторизации и перенормировки была выбрана равной $\mu_R^2 = \mu_F^2 = Q^2 + 4m_c^2$, а масса c - кварка m_c варьировалась между значениями 1.3 и 1.6 ГэВ.

На рисунке 1 показаны результаты сравнения измеренных дифференциальных сечений - для поперечного импульса $p_T(D^*)$ и псевдобыстроты $\eta(D^*)$ D^* мезона, для квадрата инвариантной массы дифракционной системы M_X и доли x от энергии дифракционной системы, уносимой D^* мезоном - с предсказаниями модели АСТW для структурной схемы В.

На рисунке 2 представлены результаты сравнения для дифракционных переменных β и x_F , для виртуальности фотона Q^2 и энергии W γp - взаимодействий. Заштрихованные области гистограмм иллюстрируют неопределенность, возникающую при расчетах с различными значениями массы очарованного кварка. Предсказания модели находятся в хорошем согласии с измерениями, как по форме распределений, так и по абсолютным значениям сечений, во всей изучаемой кинематической области.

3 Моделирование жесткой дифракции в рамках пертурбативной КХД.

В процессах рождения тяжелых кварков шкала отсчета энергетических характеристик начинается примерно с 1.5 ГэВ. Это позволяет использовать аппарат пертурбативной КХД даже при не больших значениях поперечных импульсов конечных состояний. До экспериментов на HERA дифракционные конечные состояния в массовой схеме рассматривались только для рождения кварк - антикварковых пар $q\bar{q}$ [2]. Такие состояния доминируют в области малых масс (больших β). Но как показали измерения на HERA, - существенно расширившие дифракционное фазовое пространство в область малых β , - нельзя пренебречь вкладом конечных состояний с излучением глюонов. Это означает, что конечное состояние $q\bar{q}g$ также должно входить в расчеты дифракционных сечений, либо отдельно, либо в сочетании с конечным состоянием

$q\bar{q}$. Ниже мы кратко изложим формализм двух моделей, которые на основе КХД расчетов описывают дифракционное рождение $q\bar{q}$ и $q\bar{q}g$ систем.

3.1 Модель насыщения.

Феномен партонного насыщения возник при анализе данных ГНР в области малых значениях переменной Бьеркена x . Измерения протонной структурной функции F_2 при $x \rightarrow 0$ и фиксированной виртуальности фотона Q^2 показали сильный рост структурной функции F_2 . Интерпретация этого роста с помощью линейных уравнений эволюции КХД означает рост партонной плотности (морских кварков и глюонов), что при расчетах сечений этих процессов ведет к нарушению условия унитарности. Данное наблюдение послужило сигналом о том, что приближение линейных уравнений эволюции упускает важные физические эффекты, ответственные за сохранение унитарности. В модели Голек-Бирната и Вюстхоффа (GBW) [6] эти эффекты связываются с насыщением партонных плотностей в протоне (а для дифракционных процессов - в помероне) при малых значениях переменной x . В этой модели, названной моделью насыщения, процесс γ^*p взаимодействия описывается следующим образом. Виртуальный фотон γ^* до взаимодействия с протоном расщепляется на кварк-антикварковую пару $q\bar{q}$, называемую диполем. В пределе малых x время развития фотонной флуктуации с эффективной массой M $\tau_{q\bar{q}} \approx 1/(xM)$ достаточно велико для того, чтобы флуктуация могла развиться до больших поперечных размеров и достигнуть протона. За это время один из кварков фотонной флуктуации может излучить глюон. Эмиссия глюона из кварка рассматривается как создание нового диполя (Рис.3). Каждый новый диполь может излучить глюон с более мягким продольным импульсом и образовать следующий диполь. Таким образом, начальный диполь ($q\bar{q}$ пара), с попе-

речным расстоянием r между q и \bar{q} , эволюционирует в совокупность диполей с поперечными расстояниями r' , обладающих плотностью $n(r, r', x)$. Взаимодействие каждого диполя с протоном осуществляется путем обмена пертурбативным глюоном, а сечение этого процесса, именуемое сечением диполя $\sigma(r, x)$, равно

$$\sigma(r, x) = \int dr' n(r, r', x) \sigma_{gp}(r'),$$

где $\sigma_{gp}(r')$ описывает взаимодействие диполя r' с протоном.

В модели насыщения сечение диполя ограничивается не зависящим от энергии параметром σ_0 , который гарантирует сохранение унитарности. Выражение для сечения диполя представляется в следующей феноменологической форме:

$$\sigma(r, x) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4R_0^2(x)}\right) \right]. \quad (2)$$

Радиус насыщения $R_0(x)$ выражается как

$$R_0(x) = (x/x_0)^{\lambda/2},$$

а параметры модели $\sigma_0 = 23.03$ мб, $\lambda = 0.288$ и $x_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ найдены путем подгонки предсказаний модели к инклюзивным экспериментальным данным о структурной функции F_2 при $x < 0.01$.

В работах [16], [17] определенные таким образом сечения диполей, использовались в расчетах для процессов дифракционной диссоциации в ГНР. При этом вклад компоненты $q\bar{q}g$ вычислялся в предположении о строгом упорядочении величин поперечных импульсов глюона k_{Tg} и кварков k_{Tq}

$$k_{Tg} \ll k_{Tq} \approx k_{T\bar{q}}.$$

Сечение диполей может быть выражено через неинтегрированную функцию распределения глюонов $\mathcal{F}(x, l^2)$ (l^2 -

квадрат импульса обменного глюона):

$$\int_0^{Q^2} dl^2 \mathcal{F}(x, l^2) = xg(x, Q^2),$$

которая при больших Q^2 связана с обычной глюонной плотностью $g(x, Q^2)$ соотношением:

$$\sigma(r, x) = \frac{4\pi^2}{3} \int \frac{dl^2}{l^2} [1 - J_0(lr)] \alpha_s \mathcal{F}(x, l^2). \quad (3)$$

Из (3) и (2) следует выражение для \mathcal{F} :

$$\alpha_s \mathcal{F}(x, l^2) = \frac{3\sigma_0}{4\pi^2} R_0^2(x) l^2 e^{-R_0^2(x)l^2}.$$

Таким образом, в данном подходе функция плотности $g(x, Q^2)$ глюонов, осуществляющих t канальный обмен, может быть вычислена через параметры модели :

$$xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} dl^2 \mathcal{F}(x, l^2) = \frac{3}{4\pi^2} \frac{\sigma_0}{\alpha_s R_0^2(x)},$$

при условии $Q^2 R_0^2(x) \gg 1$. На языке фейнмановских диаграмм (Рис.4) функция $\mathcal{F}(x, l^2)$ обозначается заштрихованной областью в нижних вершинах диаграмм. Переменная k^2 в левой диаграмме, для процесса рождения $q\bar{q}$ пары, обозначает виртуальность t канального кварка с поперечным импульсом k_T и импульсом $k = \beta x_{\mathbb{P}} p$

$$k^2 = \frac{k_T^2}{1 - \beta},$$

где p - импульс протона. Переменная g^2 на диаграмме процесса рождения $q\bar{q}g$ - обозначает виртуальность обменного глюона с импульсом $g = z x_{\mathbb{P}} p$ и поперечным импульсом g_T

$$g^2 = \frac{g_T^2}{1 - z},$$

z - доля импульса глюона от импульса t - канальной системы $x_{\mathbb{P}}p$ (померона).

В приближении двух компонент конечного состояния : $q\bar{q}$ и $q\bar{q}g$, дифракционная модель насыщения GBW реализована в MC генераторе SATRAP [18], который был использован нами для анализа экспериментальных данных.

Дальнейшее развитие модель насыщения получила в работах Бартелса, Голек-Берната и Ковальского [19], [20], где сечение диполей модифицировано следующим выражением :

$$\sigma(r, x) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(- \frac{\pi^2 \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2)}{3\sigma_0} \right) \right],$$

глюонная плотность $xg(x, \mu^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{5.6}$ подчиняется уравнениям DGLAP эволюции, а параметры μ^2 , A_g , λ_g и σ_0 - определяются из фита к данным по глубоконеупругому рассеянию.

3.2 Модель двухглюонного обмена BJLW.

Модель Бартелса и др. (BJLW) была сформулирована как попытка пертурбативного описания так называемого жесткого померона. Как известно, в разных процессах померон проявляет двойственные свойства. Померон, описывающий энергетическое поведение адрон-адронных процессов и процессов фоторождения векторных мезонов, имеет надкритичность $\Delta \approx 0.1$ и называется мягким помероном. В процессах фоторождения ϕ и J/Ψ мезонов, а также в рождении струй с большими поперечными импульсами доминирует вклад жесткого померона с надкритичностью $\Delta \geq 0.1$. Вначале модель была сформулирована [3] для описания дифракционного рождения $q\bar{q}$ пары, а затем обобщена на случай рождения глюонной компоненты $\gamma^* p \rightarrow q\bar{q}g p$ [4]. Модель BJLW дает предсказания в строго ограниченной кинематической области $x_{\mathbb{P}} < 0.01$ где, как указывает эксперимент, должен доми-

низовать вклад жесткого померона. Важным элементом модели является введение поперечного импульса k кварка (антикварка) конечного состояния, как дополнительной жесткой шкалы в вычислениях, что позволяет рассматривать померон пертурбативными методами.

В модели дифракционное сечение содержит вклад рождения $q\bar{q}$ пары от продольно и поперечно поляризованных фотонов, а также вклад образования системы $q\bar{q}g$ от поперечно поляризованных фотонов. Так для процесса дифракционного рассеяния $e p \rightarrow q\bar{q} p$, дифференциальное сечение представляется суммой сечений $\gamma^* p$ рассеяния для поперечно (Т) и продольно (L) поляризованных фотонов:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dydQ^2 dtdM_X^2 dk^2} = \frac{\alpha_{em}}{yQ^2} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{2} \frac{d\sigma_T^{\gamma^* p}}{dtdM_X^2 dk^2} + (1-y) \frac{d\sigma_L^{\gamma^* p}}{dtdM_X^2 dk^2} \right],$$

а амплитуды процессов $\gamma^* p$ - рассеяния I_T и I_L , определяющие дифференциальные сечения

$$\frac{d\sigma_T^{\gamma^* p}}{dtdM_X^2 dk^2} \sim |I_T(Q^2, M_X^2, k^2)|^2,$$

$$\frac{d\sigma_L^{\gamma^* p}}{dtdM_X^2 dk^2} \sim |I_L(Q^2, M_X^2, k^2)|^2$$

с точностью до лидирующих $\log(1/x_p)$ выражаются через функцию распределения глюонов $G(x_p, Q^2)$:

$$I_T = \left[\frac{4Q^2 M_X^4}{k^2(M_X^2 + Q^2)^3} + \frac{d}{dk^2} \right] x_p G\left(x_p, k^2 \frac{Q^2 + M_X^2}{M_X^2}\right),$$

$$I_L = \left[\frac{Q^2 M_X^2 (Q^2 - M_X^2)}{k^2(M_X^2 + Q^2)^3} + \frac{d}{dk^2} \right] x_p G\left(x_p, k^2 \frac{Q^2 + M_X^2}{M_X^2}\right),$$

где $k^2 \frac{Q^2 + M_X^2}{M_X^2}$ - виртуальность пары кварков, в которую диссоциирует фотон. Глюонная структурная функция G , имитирующая амплитуду померона, связана с неинтегрированным

глюонным распределением $\mathcal{F}_G(x_F, l^2)$

$$\int_{l_{min}^2}^{Q^2} dl^2 \mathcal{F}_G(x_F, l^2) = x_F G(x_F, Q^2). \quad (4)$$

В качестве неинтегрированной глюонной структурной функции может быть использована производная от NLO параметризации GRV [21] или неинтегрированная глюонная структурная функция, определенная в модели насыщения. Глюонная плотность $xG(x_F, Q^2)$ NLO GRV доступна для вычислений начиная со значения $Q^2 = 0.4 \text{ ГэВ}^2$. Это значение определяет нижний предел интегрирования l_{min}^2 в уравнении (4) и разделяет области применимости пертурбативной и непертурбативной КХД.

В работе [5] модель BJLW получила развитие для описания дифракционного образования системы $c\bar{c}g$. Существенной особенностью этого обобщения является наличие сингулярности матричных элементов γ^*p рассеяния в области малых значений поперечного импульса g_T глюона, входящего в систему $c\bar{c}g$. Это делает предсказания модели чувствительными к нижнему пределу области изменения g_T . Диапазон изменения g_T^{\min} , рекомендуемый авторами работы [5], составляет $g_T^{\min} = k_{T_g}^{cut} = 1 \text{ ГэВ} - 1.5 \text{ ГэВ}$.

4 Сопоставление данных с расчетами по моделям двухглюонного обмена.

Сравнение результатов экспериментальных измерений с предсказаниями модели насыщения и модели двухглюонного обмена BJLW проводилось в кинематической области (1).

В расчетах использовалась функция глюонной плотности GRV94 [21]. Вероятность фрагментации очарованного кварка

в $D^{*\pm}$ мезон равнялась $f(c \rightarrow D^{*+}) = 0.235$, масса c кварка $m_c = 1.45$ ГэВ, а параметер шкалы факторизации $\mu_F = \sqrt{p_{c,T}^2 + 4m_c^2}$, где $p_{c,T}$ - поперечный импульс очарованного кварка. Для расчетов по модели BJLW с компонентой $c\bar{c}g$, ограничение на минимальное значение глюонного поперечного импульса было выбрано равным $k_{T_g}^{cut} = 1.5$ ГэВ.

На рисунках 5 и 8 представлено сравнение измеренных дифференциальных сечений с предсказаниями модели насыщения (MC генератор SATRAP), модели BJLW с учетом вклада в конечное состояние только компоненты $c\bar{c}$ и модели BJLW с суммарным вкладом компонент $c\bar{c}$ и $c\bar{c}g$. Из рисунков видно, что модель GBW находится в хорошем согласии с измерениями по форме распределений и по абсолютным значениям сечений. Вклад только $c\bar{c}$ компоненты модели BJLW, очевидно, не способен удовлетворительно описать экспериментальные данные. Учет вклада $c\bar{c}$ и $c\bar{c}g$ компонент приводит к удовлетворительному описанию экспериментальных распределений моделью BJLW, кроме распределений по $\log_{10}(M_X^2)$ и x_F . Этот результат можно объяснить тем обстоятельством, что обе модели сформулированы для описания дифракции фотона в области $x = \beta x_F \leq 0.01$. Поэтому анализируемые данные, имеющие верхнюю границу переменной Бьеркен $x \approx 0.03$, не могут претендовать на полностью успешное описание. Пользуясь терминологией теории Редже можно сказать, что модели удовлетворительно описывают кинематическую область, где доминирует вклад померона состоящего только из глюонов и отсутствуют вклады сублидирующих траекторий (f, A_2).

Чтобы проверить предсказания моделей строго в области их компетенции, дифракционное сечение рождения D^* было измерено также и в области $x_F \leq 0.01$:

$$\sigma_{ep \rightarrow e' D^{*\pm} X_F}^{x_F < 0.01} = 240 \pm 25(stat)_{-23}^{+14}(syst)_{-10}^{+10}(p.dis.) pb$$

Данное значение было сопоставлено предсказаниям моделей

BJLW и GBW (SATRAP) в той же кинематической области:

$$\text{BJLW } c\bar{c} : \sigma_{ep \rightarrow e' D^{*\pm} Xp'}^{x_F < 0.01} = 136 \text{ pb},$$

$$\text{BJLW } c\bar{c} + c\bar{c}g : \sigma_{ep \rightarrow e' D^{*\pm} Xp'}^{x_F < 0.01} = 246 \text{ pb},$$

$$\text{SATRAP} : \sigma_{ep \rightarrow e' D^{*\pm} Xp'}^{x_F < 0.01} = 250 \text{ pb},$$

Из сравнения этих результатов ясно, что предсказание модели BJLW с учетом вклада только конечных состояний $c\bar{c}$, дает сильно заниженное значение сечения. Расчеты сечений с учетом вкладов от комбинации конечных состояний $c\bar{c}$ и $c\bar{c}g$, как и предсказания модели GBW, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Как отмечалось выше, предсказание модели BJLW для сечения, с учетом вклада состояний $c\bar{c}g$, сильно зависит от значения параметра $k_{T_y}^{cut}$, ограничивающего значение поперечного импульса глюона. Так предсказание модели BJLW для суммы вкладов $c\bar{c}$ и $c\bar{c}g$ в области $x_F < 0.01$ и с ограничением поперечного импульса глюона $k_{T_y}^{cut} = 1$ ГэВ

$$\text{BJLW } c\bar{c} + c\bar{c}g : \sigma_{ep \rightarrow e' D^{*\pm} Xp'}^{x_F < 0.01, k_{T_y}^{cut} = 1} = 439 \text{ pb},$$

оказывается существенно выше экспериментально измеренного значения сечения.

5 Заключение

Проведен анализ дифракционного рождения $D^{*\pm}$ мезонов в области глубоконеупругого ep рассеяния на основе сравнения экспериментальных данных с предсказаниями моделей дифракционного ГНР.

С учетом различия областей компетентности моделей, не наблюдается существенной разницы в результатах их предсказаний. Это означает, что как подход, основанный на пертурбативной КХД, так и представления о структурном помероне, основанные на редже - феноменологии, - правильно

оценивают (и количественно и качественно) основные свойства дифракционной динамики.

Суммируя результаты сравнений, можно сделать два общих вывода о динамике дифракционного механизма :

- О природе обменной системы :

Все опробованные модели дифракционного рождения чарма указывают на необходимое присутствие в обмене глюонной компоненты.

Удовлетворительное описание данных удается получить в предположении об адроподобной структуре поперона с доминирующим вкладом глюонной компоненты.

Не противоречат данным и представления об обмене синглетной по цвету глюонной компонентой. В последнем случае, имитирующая поперон функция распределения обменных глюонов ограничивает нижний предел области изменения их импульсов.

- О конечном партонном состоянии :

В случае адроподобного обмена, конечное состояние исчерпывается образованием $c\bar{c}$ пары, что дает хорошее согласие с экспериментальными данными.

В предположении механизма двухглюонного обмена, для успешного описания данных недостаточно вклада только состояния $c\bar{c}$ и требуется учет вклада суперпозиции состояний $c\bar{c}$ и $c\bar{c}g$. При этом для удовлетворительного описания экспериментальных данных поперечные импульсы s канальных партонов должны удовлетворять условию наличия мягкой глюонной компоненты : $g_T \ll k_{Tq} \approx k_{T\bar{q}}$ (в модели насыщения), а в модели BJLW - ограничению на поперечный импульс глюона : $g_T > 1.5 \text{ ГэВ}$.

Список литературы

- [1] L. Alvero et al., Phys. Rev. **D 59**, 074022 (1999).
- [2] H. Lotter, Phys. Lett. **B 406**, 171 (1997).
- [3] J. Bartels, H. Lotter and M. Wüsthoff, Phys. Lett. **B 379**, 239 (1996).
- [4] J. Bartels, H. Jung and M. Wüsthoff, Eur. Phys. J. **C 11**, 111 (1999).
- [5] J. Bartels, H. Jung and A. Kyrieleis, Eur. Phys. J. **C 24**, 555 (2002).
- [6] K. Golec-Biernat and M. Wüsthoff, Phys. Rev. **D 59**, 014017 (1999).
- [7] Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин, Р.К. Дементьев, Preprint НИИЯФ МГУ 2002-25/709, 2002.
- [8] Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин, Р.К. Дементьев, Preprint НИИЯФ МГУ 2002-26/710, 2002.
- [9] G. Ingelman and P.E. Schlein, Phys. Lett. **B 152** (1985).
- [10] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972).
- [11] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126**, 298 (1977).
- [12] Yu.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977).
- [13] B.W. Harris, J. Smith, Phys. Rev. **D 57**, 2806 (1998).
- [14] C. Peterson et al., Phys. Rev. **D 27**, 105 (1983).
- [15] L. Gladilin, Preprint hep-ex/9912064, 1999.

- [16] K. Golec-Biernat and M. Wüsthoff, Phys. Rev. **D 60**, 114023 (1999).
- [17] K. Golec-Biernat, M. Wusthoff, Eur. Phys. J. **C 20**, 313 (2001).
- [18] H. Kowalski and M. Wüsthoff, *Proceedings of the 8th International Workshop Deep Inelastic Scattering and QCD*, J. Gracey and T. Greenshaw (eds.), p. 192. World Scientific, Singapore (2000).
- [19] J. Bartels, K. Golec-Biernat and H. Kowalski, Acta Phys. Polon. **B 33**, 2853 (2002).
- [20] J. Bartels, K. Golec-Biernat and H. Kowalski, Phys. Rev. **D 66**, 014001 (2002).
- [21] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. **C 67**, 433 (1995).

ZEUS

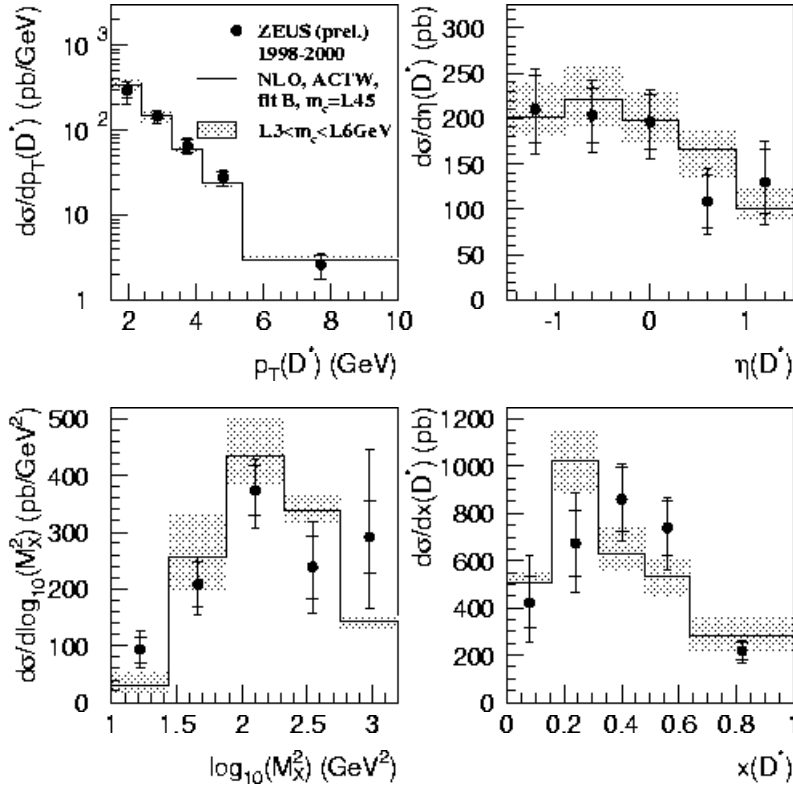


Рис. 1: Дифференциальные сечения рождения $D^{*\pm}$ мезона в кинематической области, описанной в тексте. Сечения представлены как функции переменных $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, $\log_{10}(M_X^2)$, $x(D^*)$. Внутренние ошибки на точках определяют статистические неопределенности, внешние - статистические и систематические неопределенности сложенные в квадратурах. Сплошная линия - предсказание модели ACTW.

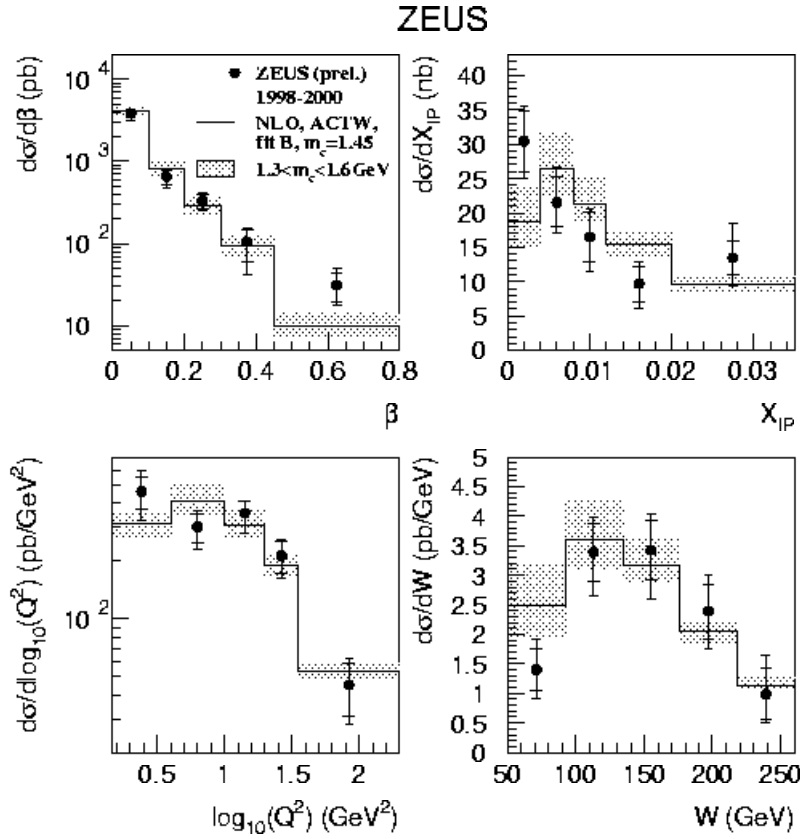


Рис. 2: Дифференциальные сечения рождения $D^{*\pm}$ мезона в кинематической области, описанной в тексте. Сечения представлены как функции переменных β , x_{IP} , $\log_{10}(Q^2)$, W . Внутренние ошибки на точках определяют статистические неопределенности, внешние - статистические и систематические неопределенности сложенные в квадратурах. Сплошная линия - предсказание модели ACTW.

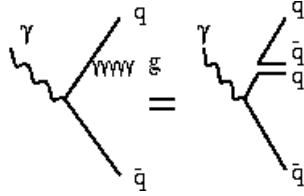


Рис. 3: Излучение глюона в дипольной картине партонной эволюции. Поперечные импульсы партонов следуют соотношению $g_T \ll k_{Tq} \approx k_{T\bar{q}}$.

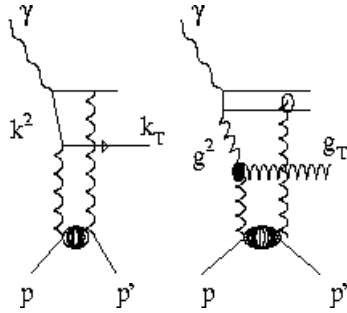


Рис. 4: Процессы дифракционного образования $c\bar{c}$ пары (диаграмма слева) и системы $c\bar{c}g$ (диаграмма справа).

ZEUS

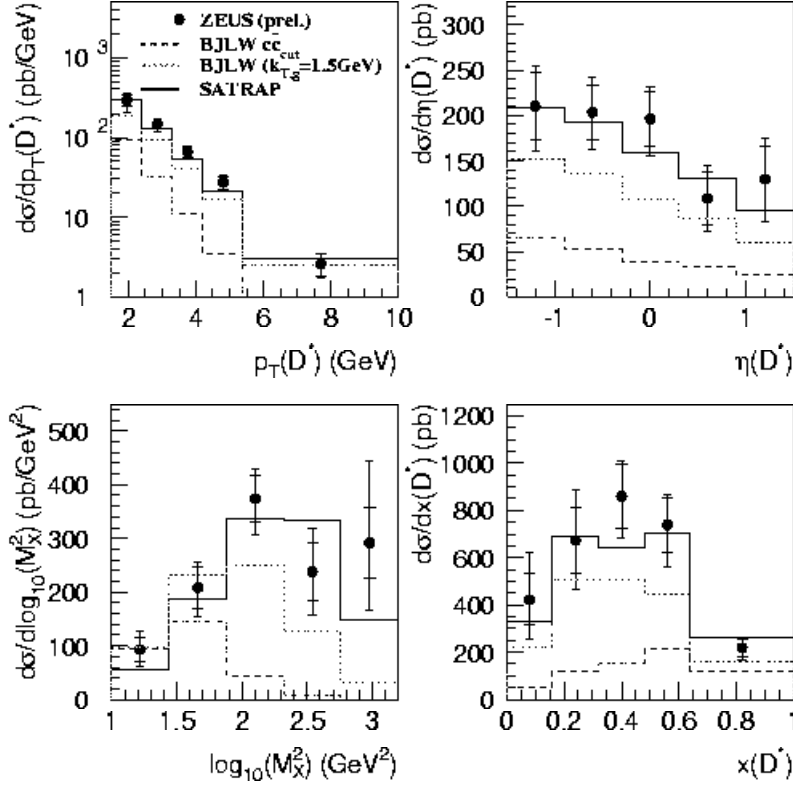


Рис. 5: Дифференциальные сечения рождения $D^{*\pm}$ мезона в кинематической области, описанной в тексте. Сечения представлены как функции переменных $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, $\log_{10}(M_X^2)$, $x(D^*)$. Внутренние ошибки на точках определяют статистические неопределенности, внешние - статистические и систематические неопределенности сложенные в квадратурах. Кривые соответствуют модели насыщения (SATRAP) и BJLW, описанным в тексте.

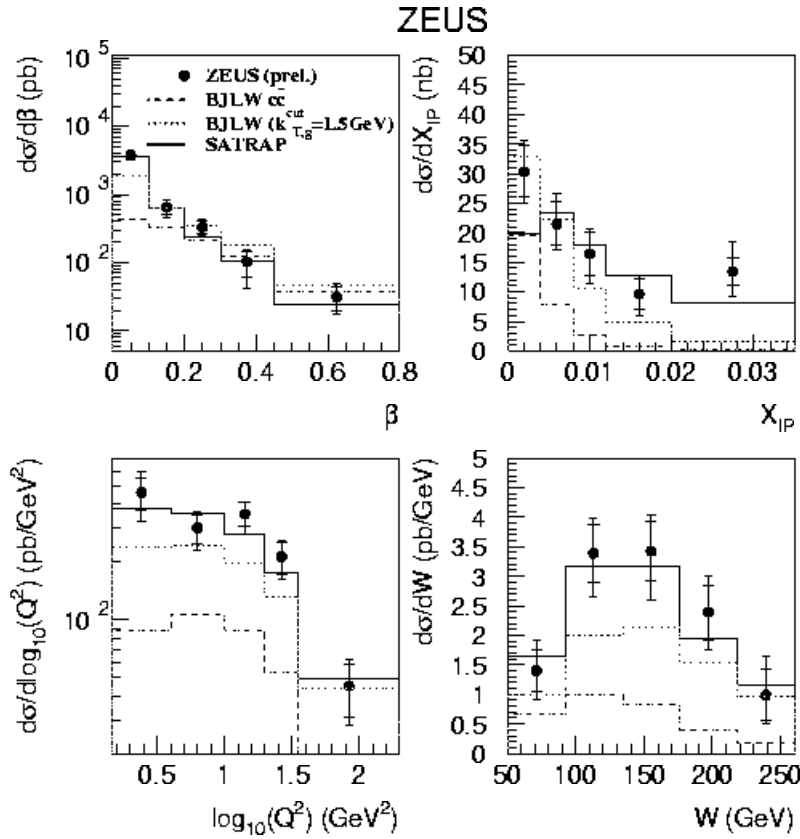


Рис. 6: Дифференциальные сечения рождения $D^{*\pm}$ мезона в кинематической области, описанной в тексте. Сечения представлены как функции переменных β , x_{IP} , $\log_{10}(Q^2)$, W . Внутренние ошибки на точках определяют статистические неопределенности, в то время как внешние - статистические и систематические неопределенности сложенные в квадратурах. Кривые соответствуют модели насыщения (SATRAP) и BJLW, описанным в тексте.

**Николай Николаевич Власов,
Леонид Константинович Гладилин,
Ромуальд Константинович Дементьев**

**Изучение дифракционного рождения $D^{*\pm}$ мезонов в
реакциях глубоконеупругого рассеяния на
коллайдере HERA.**

**Часть III. Сравнение
экспериментальных результатов
с модельными расчетами.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2003 - 3/716

Работа поступила в ОНТИ 15.01.2003 г.

ИД № 00545 от 06.12.1999

**Издательский отдел
Учебно-научного центра довузовского образования**

117246, Москва ул. Обручева, 55А
119992, Москва, Ленинские горы, ГЗ МГУ, Ж-105а
Тел. /факс (095) 718-6966, 939-3934
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturcenter.ru>

Гигиенический сертификат № 77.99.2.925.П.9139.2.00 от
24.02.2000

Налоговые льготы-Общероссийский классификатор продукции
ОК-005-93, том 1 -953000

Заказное. Подписано в печать 2003г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная № 2. Усл. печ. л.
Тираж 50 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО