

Р.К. Дементьев

**Структура померона в процессах
дифракционного рождения
открытого чарма.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 27/793

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

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

Р.К. Дементьев

**Структура померона в процессах
дифракционного рождения
открытого чарма.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 27/793

УДК 539.137.12/6

R.K.Dementiev

e-mail: dement@mail.desy.de

**The pomeron structure in the processes of diffractive open charm
production**

Preprint NPI MSU - 2005 - 27/793

Abstract. Within the frame of СКМТ (Capella, Kaidalov, Merino, Tran Thanh Van) model the parametrization of the gluon densities of the Pomeron has been determined by the D^* diffractive production data, measurements at ZEUS experiment. On this basis the open - charm contribution to diffractive structure function has been successfully reproduced.

Р.К. Дементьев

**Структура померона в процессах дифракционного рождения
открытого чарма**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 27/793

Аннотация. В рамках модели СКМТ (Capella, Kaidalov, Merino, Tran Thanh Van) определена параметризация плотности глюонов в помероне по данным эксперимента ZEUS о дифракционном рождении D^* мезонов. На этой основе получено успешное воспроизведение экспериментальных данных о вкладе открытого чарма в дифракционную структурную функцию.

© Р.К. Дементьев 2005

© НИИЯФ МГУ 2005

Введение

Дифракционные процессы образования тяжёлых кварков в глубоконеупругом рассеянии представляют интерес в связи с возможностью их описания пертурбативными методами квантовой хромодинамики (КХД), а также в связи с использованием этих процессов в качестве источника информации о динамике и структуре обменных агентов жёсткой дифракции.

Всё многообразие моделей жёсткой дифракции можно условно разделить на две группы. К одной из них принадлежат модели основанные на Редже теории, где обмен цветовым синглетом осуществляется помероном (P), как точечным, так и имеющим партонную структуру [1]. Другая группа моделей основана на КХД расчётах. В них на языке пертурбативной КХД дифракционный механизм моделируется обменом жёсткими глюонами. Свойства этого обмена не носят универсального характера, так как зависят от энергетической шкалы участвующих во взаимодействии партонов.

В работах [2], [3] экспериментальные данные о дифракционном рождении D^* мезонов, полученные на установке ZEUS коллайдера HERA, сравнивались с предсказаниями КХД моделей. Анализ динамики жёсткой дифракции был бы неполным без привлечения, традиционной для дифракции, Редже феноменологии.

КХД- и Редже- модели рассматривают дифракционную динамику с различных точек зрения, поэтому сравнение их предсказаний с экспериментом может принести дополнительный вклад в изучение проблемы жесткой дифракции, где остаётся целый ряд неразрешённых проблем. Так остаётся спорным вопрос об адроноподобной структуре померона, а также о возможности представлении дифракционного сечения как произведения вероятности излучения померона из протона на универсальное распределение партонов в помероне. Если померон представляет собой адроноподобную структуру и действительно является внутренней частью протона - мишени, то естественно ожидать, что его структурная функция может обладать универсальными свойствами. Для жесткого дифракционного адрон - адронного рассеяния

имеет место нарушение теоремы КХД факторизации [4]. Но для дифракционного фотон - протонного рассеяния сечение может быть представлено как произведение дифракционного распределение партонов на сечение жесткого партонного взаимодействия [5]. Феноменологический анализ дифракционных данных указывает на необходимое присутствие в помероне глюонной компоненты. Однако модели дают сильно различающиеся предсказания относительно глюонной структуры померона [6].

Следуя модели СКМТ, (Capella, Kaidalov, Merino, Tran Thanh Van) [7], [8], в настоящей работе определяется параметризация функции распределения глюонов в помероне по экспериментальным данным о дифракционном рождении открытого чарма. На основе полученной глюонной функции распределения проводится описание вклада рождения открытого чарма в дифракционную структурную функцию.

1 Дифракционное образование очарованных кварков в КХД и Редже моделях

Определим необходимые в дальнейшем кинематические переменные дифракционного глубоконеупругого рассеяния электрона e на протоне p :

$$e(k) + p(P) \rightarrow e'(k') + X(q + p - p') + p'(P').$$

Здесь k и P обозначают 4-импульсы электрона и протона в начальном состоянии, а k' и P' их импульсы в конечном состоянии. Символ X обозначает 4-импульс дифракционной системы с массой M_X , а $q = k - k'$ 4-импульс обменного фотона с виртуальностью $Q^2 = -q^2$. Введём также квадрат переданного 4-импульса от начального протона конечному $t = -(P - P')^2$.

Для описания жёсткой дифракции обычно используют две переменные, специфичные для этого процесса x_P и β

$$x_P = \frac{q(P - P')}{qP}, \quad \beta = \frac{q^2}{2q(P - P')} \approx \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2}.$$

Переменная x_P интерпретируется как доля 4-импульса протона переносимая синглетным по цвету обменным объектом, а переменная β - как доля

4-импульса обменного объекта, переносимая партоном, взаимодействующим с виртуальным фотоном. Переменные x_P и β связаны с переменной Бъёркена $x = \beta x_P$. В терминах введённых переменных дифференциальное сечение дифракционного образования чарма может быть записано в следующем виде

$$\frac{d^4\sigma_{DIF}}{dQ^2 dx_P d\beta dt} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{\beta Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2^{D(charm)}(Q^2, x_P, \beta, t),$$

Здесь $F_2^{D(charm)}$ дифракционная структурная функция, пропорциональная полному сечению взаимодействия виртуального фотона γ^* с обменным помероном при энергии γ^*P - взаимодействия M_X и фиксированном значении массы померона - \sqrt{t}

$$\sigma^{\gamma^*P}(M_X) \sim F_2^{D(charm)}.$$

Из теоретических расчётов и анализа экспериментальных данных о рождении открытого чарма следует, что основной вклад в этот процесс даёт механизм фотон - глюонного слияния. Поэтому дифракционная структурная функция процессов с образованием D^* мезонов представляет особый интерес, так как она чувствительна к глюонной структуре обменного агента.

Как уже отмечалось, при анализе экспериментальных данных используют два различных подхода к описанию дифракционного рождения тяжелых кварков. Один из них, основан на КХД моделях двухглюонного обмена [9], [10]. Другой - сочетает элементы КХД и Редже феноменологии. Прежде чем перейти к анализу данных, остановимся кратко на формализме описания рождения открытого чарма в обоих подходах.

1.1 Модели двухглюонного обмена

Основными элементами моделей двухглюонного обмена являются волновые функции фотона на световом конусе и неинтегрированное глюонное распределение, которое в дипольном формализме представляется дипольным сечением [9]. Образование открытого чарма происходит в результате диссоциации продольно и поперечно поляризованных фотонов в пару $c\bar{c}$ кварков (малые M_X) и диссоциации поперечно поляризованных фотонов в состояния

$c\bar{c}g$ (большие M_X). Дифракционные взаимодействия моделируются рассеянием этих состояний ($c\bar{c}$ и $c\bar{c}g$) на протоне через обмен жёсткими глюонами. В результате в дифракционное сечение дают вклад три компоненты. При малых β доминирует вклад состояния $c\bar{c}g$, при больших β - вклад $c\bar{c}$ пар от поперечно поляризованных фотонов. Вклад $c\bar{c}$ от продольно поляризованных фотонов существенно меньше двух предыдущих и составляет около 10 процентов в области больших β .

В работах [2], [3] было показано, что для удовлетворительного описания экспериментальных данных о дифракционном образовании D^* мезонов в предположении о механизме дифракции, как обмене двумя глюонами, недостаточно вклада конечного состояния состоящего из очарованной кварк - антикварковой пары $c\bar{c}$, а требуется учёт суперпозиции вкладов состояний $c\bar{c}$ и $c\bar{c} + \text{глюон } (g)$. Поперечные импульсы s - канальных кварков k_T и глюонов g_T в модели насыщения [9] должны удовлетворять условию наличия мягкой глюонной компоненты

$$g_T \ll k_{Tc} \approx k_{T\bar{c}},$$

а в модели VJLW [10] - ограничению на поперечный импульс глюона

$$g_T > 1.5 \text{ ГэВ.}$$

Кроме этого, модель VJLW способна давать предсказания лишь в строго ограниченной кинематической области $x_P < 0.01$.

1.2 Модель СКМТ

Модели двухглюонного обмена исключают понятие померона, как физического объекта, имеющего редже траекторию, пересечение которой зависит (как это следует из экспериментальных данных [11] - [16]) от виртуальности фотона. Выбор модели СКМТ для анализа дифракционного образования D^* мезона продиктован тем обстоятельством, что эта модель дает предсказания как о структуре померона, так и о зависимости пересечения (интерсепта) померонной траектории $\alpha_P(0)$ от виртуальности обменного фотона.

Глубоконеупругое дифракционное ep рассеяние в модели СКМТ [7], [8], [6] представляется двумя независимыми подпроцессами [17]: (i) - излучением

померона начальным протоном и (ii)- взаимодействием виртуального фотона с конститuentами померона. Эта гипотеза, называемая обычно Редже факторизацией, позволяет полностью разделить зависимость амплитуды процесса по переменным x_P и β и представить дифракционную структурную функцию в факторизованном виде. В частности для процесса дифракционного образования открытого чарма

$$F_2^{D(charm)}(Q^2, \beta, x_P, t) = f(x_P, t) \cdot F_P(Q^2, \beta). \quad (1)$$

Вероятность излучения померона, с квадратом массы t и с долей 4-импульса протона x_P , задаётся функцией

$$f(x_P, t) = \frac{[g_{pp}^P(t)]^2}{16\pi} x_P^{1-2\alpha_P(t)}.$$

Параметр $g_{pp}^P(t) = g_{pp}^P(0) \cdot \exp(Ct)$ - описывает связь померон-протонной вершины с $g_{pp}^P(0)^2 = 23$ мб и $C = 2.2$ ГэВ⁻².

Функция F_P пропорциональна сечению рассеяния виртуального фотона на помероне. Это сечение представляет собой свертку функции распределения глюонов в помероне $g(z, Q^2)$ и сечения $\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}$ слияния этих глюонов с обменным фотоном

$$\sigma(\gamma^* P) = \int_{z_{min}}^1 dz \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}(\beta, z, Q^2) \cdot g(z, Q^2), \quad (2)$$

$$z_{min} = \beta \cdot \left(1 + \frac{4m_c^2}{Q^2}\right).$$

Сечение фотон-глюонного слияния с образованием $c\bar{c}$ пары выражается через коэффициентные функции :

$$\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}(\beta, z, Q^2) = \frac{4\pi^2 \alpha_{em}}{(1-\beta)Q^2} \cdot 2 \cdot \beta \cdot e_c^2 \frac{\alpha_s(\mu_c^2)}{2\pi} \cdot C\left(\frac{\beta}{z}, \frac{m_c^2}{Q^2}\right).$$

Здесь e_c - заряд очарованного кварка, α_{em} - электромагнитная константа связи, μ_c^2 - шкала факторизации, которая для процессов с образованием

c - кварков, определяется соотношением $\mu_c^2 = 4m_c^2$, либо $\mu_c^2 = Q^2 + 4m_c^2$, $C(x, y)$ - коэффициентные функции в лидирующем порядке теории возмущений :

$$C(x, y) = \frac{1}{2} \left[x^2 + (1-x)^2 + 4x(1-3x) \cdot y - 8x^2y^2 \right] \ln \frac{1+v}{1-v} +$$

$$\frac{v}{2} \left[-1 + 8x(1-x) - 4x(1-x) \cdot y \right],$$

$$v = \sqrt{1 - \frac{4x \cdot y}{1-x}}.$$

Функции распределения глюонов $g(z, Q^2)$ и кварков $q(z, Q^2)$ в помероне параметризуются согласно модели СКМТ [18], [6] :

$$\beta \cdot g(z, Q^2) = e_d^P \cdot C_g \cdot \beta^{-\Delta(Q^2)} (1-\beta)^{n_g}, \quad (3)$$

$$\beta \cdot q(z, Q^2) = C_P(Q^2) \cdot z^{-\Delta(Q^2)} \cdot (1-z)^{n(Q^2)+4}.$$

отношение трёхреджеонных констант связи $e_d^P = 0.07$, C_g определяется из импульсного правила сумм, n_g свободный параметр, $C_P = 0.15 \cdot \left(\frac{Q^2}{Q^2 + 0.2631} \right)^{1+\Delta(Q^2)}$, $n(Q^2) = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + 3.5489} \right)$. Параметризация (3), справедливая при $Q^2 < 10 \text{ ГэВ}^2$, будет использоваться в дальнейшем для определения $g(z, Q^2)$ и $q(z, Q^2)$ через КХД эволюцию во всем изучаемом диапазоне Q^2 .

Как уже упоминалось, важной особенностью модели СКМТ является зависимость померонной траектории от виртуальности обменного фотона

$$\alpha_P(t) = 1 + \Delta(Q^2) + \alpha'_P \cdot t,$$

$$\Delta(Q^2) = \Delta(0) \cdot \left(1 + \frac{d_0 Q^2}{Q^2 + d_1} \right). \quad (4)$$

Для этой зависимости в дальнейшем мы будем использовать параметризацию, определённую в работе [19]:

$$\alpha'_P = 0.25 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad \Delta(0) = 0.09663,$$

$$d_0 = 1.9533, \quad d_1 = 1.1606 \text{ ГэВ}^2.$$

Модель СКМТ имеет единственный свободный параметр n_g , определяющий поведение функции распределения глюонов. Для определения этого параметра обратимся к экспериментальным данным о дифракционном рождении D^* мезонов, полученным в эксперименте ZEUS [2], [3], где измерение характеристик дифракционного рождения чарма было проведено в следующих кинематических границах :

$$\begin{aligned} 1.5 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2 \\ 0.02 < y < 0.7 \\ x_F < 0.035, \\ \beta < 0.8. \end{aligned}$$

В силу условий эксперимента, измерение поперечного импульса D^* мезона $P_T(D^*)$ и его псевдобыстроты $\eta(D^*)$ проводилось в ограниченной кинематической области :

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

Чтобы воспользоваться аппаратом модели СКМТ, который построен для полной кинематической области дифракционного образования чарма, необходимо провести экстраполяцию экспериментальных данных на полную область изменения P_T и η D^* мезона. С этой целью воспользуемся процедурой экстраполяции данных на основе расчётов по схеме АСТW [20].

2 Экстраполяция данных на полную кинематическую область рождения D^* мезона

В работе Alvero, Collins, Terron, Whitmore (АСТW) [20] разработана схема определения функционального вида плотности партонов в помероне по существующим экспериментальным данным. Образование тяжёлых кварков в этом подходе происходит в процессе бозон-глюонного слияния. Путём подгонки дифракционных структурных функций F_2^D , рассчитанных в лидирующем и следующем за лидирующим порядках теории возмущений, к экспериментально измеренным F_2^D , определяются параметры функций распределения

партонов в помероне. Распределения плотности кварков и глюонов в помероне находятся через DGLAP эволюцию с использованием массовой схемы.

Практическим развитием АСТW подхода является адаптация структурных функций F_2^D для использования совместно с Монте Карло программой HVQDIS [21], позволяющей проводить расчеты 4-импульсов конечных партонов с последующей фрагментацией их в адроны.

HVQDIS позволяет рассчитывать сечения дифракционного рождения $D^{*\pm}$ мезона в требуемой кинематической области для трёх траекторий померона $\alpha_P(0) = 1.08, 1.14$ и 1.2 ($\alpha'_P = 0.25$) 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 жёстких кварков
- D - померон состоит из глюонов с примесью мягких и жёстких кварков
- SG- померон состоит из супержёстких глюонов с примесью мягких кварков

Адронизация s -кварков в $D^{*\pm}$ мезоны осуществляется согласно фрагментационной функции Петерсона [22].

Наилучшего согласия с экспериментальными данными полученными в работах [2], [3] удаётся достичь используя следующие параметры АСТW: $\alpha_P(0) = 1.14$, а структура померона соответствует схеме В, т.е. кварк-глюонной структуре померона со следующей параметризацией функций плотности кварков $f_q(\beta, Q^2)$ и глюонов $f_g(\beta, Q^2)$:

$$\begin{aligned}\beta \cdot f_q(\beta, Q^2) &= 0.239 \cdot \beta \cdot (1 - \beta), \\ \beta \cdot f_g(\beta, Q^2) &= 4.5 \cdot \beta \cdot (1 - \beta).\end{aligned}\quad (5)$$

Для фрагментации чарма использовалась функция Петерсона с параметром $\epsilon = 0.035$. Вероятность фрагментации c -кварка в $D^{*\pm}$ мезон была зафиксирована равной 0.235 [23]. Шкалы факторизации μ_c^2 и перенормировки μ_R^2 были выбраны равными $\mu_c^2 = \mu_R^2 = Q^2 + 4m_c^2$, а масса c -кварка варьировалась между значениями 1.3 и 1.6 ГэВ. Следуя параметризации (5) была проведена экстраполяция экспериментального распределения по одной из главных переменных, используемых для описания дифракционных процессов - x_P .

Экспериментальное распределение $(d\sigma/dx_P)_{EXP}^{full}$, отвечающее полной кинематической области, реконструировалось из экспериментального распределения $(d\sigma/dx_P)_{EXP}^{restrict}$, измеренного в ограниченной области по $p_T(D^*)$ и $\eta(D^*)$, согласно соотношению :

$$\left(\frac{d\sigma}{dx_P}\right)_{EXP}^{full} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dx_P}\right)_{ACTW}^{full}}{\left(\frac{d\sigma}{dx_P}\right)_{ACTW}^{restrict}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{dx_P}\right)_{EXP}^{restrict} .$$

$\left(\frac{d\sigma}{dx_P}\right)_{ACTW}^{full}$ и $\left(\frac{d\sigma}{dx_P}\right)_{ACTW}^{restrict}$ - дифференциальные распределения, рассчитанные по схеме АСТW, соответственно, в полной и ограниченной областях изменения $p_T(D^*)$ и $\eta(D^*)$.

Рис.1 иллюстрирует результат описанной процедуры экстраполяции. Ошибки распределения отвечают просуммированным в квадратурах статистическим и систематическим ошибкам. Для несимметричных значений систематических ошибок выбирались их максимальные значения.

Дифференциальное сечение $(d\sigma/dx_P)_{EXP}^{full}$, справедливое для полной кинематической области, может быть использовано для определения параметра n_g функции распределения (3).

3 Определение параметра глюонной функции распределения

Подгонка дифференциального распределения x_P , рассчитанного по СКМТ модели, к экстраполированному экспериментальному распределению осуществлялась стандартным методом наименьших квадратов (χ^2 - метод). Учитывая неопределённость в выборе значения массы c -кварка, для каждого из

двух вариантов шкалы факторизации : $\mu_c^2 = Q^2 + 4m_c^2$ и $\mu_c^2 = 4m_c^2$, было проведено по две процедуры подгонки со значениями масс c -кварка: $m_c=1.35$ ГэВ и $m_c=1.5$ ГэВ.

Для оценки влияния систематических ошибок на результаты определения параметра n_g , та же процедура подгонки была проведена с учётом только статистических ошибок экстраполированного экспериментального распределения $(d\sigma/dx_P)_{EXP}^{full}$. Из сравнения приведённых на Рис. 2 результатов обеих процедур следует, что систематические ошибки не оказывают влияния на устойчивость определения параметра n_g .

В работе [24] было показано, что выбор шкалы факторизации $\mu_c^2 = 4m_c^2$ является более предпочтительным в отношении стабильности соотношения (2) в процессе пертурбативных вычислений.

Из результатов представленных на Рис. 2 следует, что для каждого варианта шкалы факторизации значения параметра n_g , в пределах ошибок, не зависят от массы c -кварка. Разброс значений n_g для обеих шкал факторизации не превышает двух стандартных отклонений. В дальнейшем, для полноты анализа, мы будем использовать оба варианта шкалы факторизации.

Значение интерсепта померона, в соответствии с моделью СКМТ, зависит от виртуальности фотона. Рис.3 демонстрирует эту зависимость. Там же приведена компиляция данных по экспериментальным измерениям зависимости $\alpha_P(0)$ от Q^2 из работ [11] - [16].

Из полученных результатов следует, что дифракционному рождению c -кварков отвечает функция распределения глюонов в помероне имеющая две сингулярности: при $\beta \rightarrow 0$ и $\beta \rightarrow 1$. Это означает присутствие в помероне постоянной жёсткой глюонной компоненты, в то время как содержание мягких глюонов определяется поведением интерсепта померона в зависимости от степени виртуальности фотона.

4 Сравнение данных о $F_2^{D(charm)}$ с модельными расчётами

После определения параметра n_g дифракционная структурная функция

(1) может быть рассчитана по модели СКМТ и сопоставлена экспериментальным измерениям.

Для сравнения с экспериментом расчёты $F_2^{D(charm)}$ проводились для двух значений масс c -кварков и двух вариантов шкалы факторизации в тех же областях изменения Q^2 , x_P и β , что и в работе [3]. Данные о $F_2^{D(charm)}$, приведённые в этой работе, также экстраполированы на полную кинематическую область образования открытого чарма.

На Рис.4 показаны экспериментальные измерения $F_2^{D(charm)}$ и расчёты по модели СКМТ, выполненные для шкалы факторизации $\mu_c^2 = 4m_c^2$. Рис. 5 иллюстрирует аналогичное сравнение экспериментальных данных и модельных расчётов со шкалой факторизации $\mu_c^2 = Q^2 + 4m_c^2$. В обоих случаях модель даёт успешное описание экспериментальных данных, как по форме, так и по абсолютным значениям $F_2^{D(charm)}$ за исключением области малых β при $Q^2 = 25 \text{ ГэВ}^2$ и $x_P = 0.02$, где разница в значениях экспериментальных данных и предсказанных моделью составляет два стандартных отклонения. С учётом экспериментальных ошибок и неопределённости в выборе массы c -кварка, лучшее описание данных достигается при шкале факторизации $\mu_c^2 = 4m_c^2$.

Заключение

На основе экспериментальных данных о дифракционном образовании D^* мезонов, в рамках модели СКМТ, получена параметризация функции распределения глюонов в помероне. С использованием этой функции без включения КХД эволюции предсказания модели хорошо согласуются с экспериментальными измерениями дифракционной структурной функции.

Варьирование массы c -кварка в диапазоне от 1.35 ГэВ до 1.5 ГэВ не оказывает существенного влияния на качество описания, а выбор шкалы факторизации $\mu_c^2 = 4m_c^2$ - улучшает его по сравнению с использованием $\mu_c^2 = Q^2 + 4m_c^2$.

Список литературы

- [1] G. Ingelman,
"Diffractive hard scattering", in Proceedings of Advanced Study Institute
on Techniques and Concepts of High Energy Physics. Ed by T. Ferbel,
(St.Croix, Virgin Islands, USA 1999), p. 597 .

- [2] Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин, Р.К. Дементьев,
Препринт N° 25 / 709 НИИЯФ МГУ (Москва 2002),
Препринт N° 26 / 710 НИИЯФ МГУ (Москва 2002),
Препринт N° 3 / 716 НИИЯФ МГУ (Москва 2003) .

- [3] ZEUS Collaboration; S. Chekanov et al.,
Nucl. Phys. B 672, 3 (2003) .

- [4] J.C. Collins, D.E. Soper,
Nucl. Phys. B 194, 445 (1982);
J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman,
Nucl. Phys. B 261, 104 (1985);
Phys. Lett. B438, 184 (1988) .

- [5] J.C. Collins,
Phys. Rev. D 61, 019902 (1998) .

- [6] L.P.A. Haakman, A.B. Kaidalov, J.H. Koch,
Eur. Phys. J., C1, 547 (1998) .

- [7] A. Capella, A. Kaidalov, C. Merino, J. Tran Thanh Van,
Phys. Lett.B 343, 403 (1995) .

- [8] A. Capella, A. Kaidalov, C. Merino, D. Petermann,
J. Tran Thanh Van,
Phys. Rev.D 53, 2309 (1996) .

- [9] K. Colec-Biernat, M. Wusthoff,
Phys. Rev.D 59, 014017 (1999);
Phys. Rev.D 60, 114023 (1999);
Eur. Phys. J. C 20, 313 (2001) .
- [10] J. Bartels, H. Jung, M. Wusthoff,
Eur. Phys. J., C11, 111 (1999);
E. M. Levin et al.,
Z. Phys. C 74, 671 (1997);
J. Bartels, J.R. Ellis, H. Kowalski, M. Wusthoff,
Eur. Phys. J., C7, 443 (1999) .
- [11] H1 Collaboration, C. Adloff et al.,
Z. Phys. C74, 221 (1997) .
- [12] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al.,
Z. Phys. C75, 421 (1997) .
- [13] H1 Collaboration, C. Adloff et al.,
Z. Phys. C76, 613 (1997) .
- [14] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al.,
Eur. Phys. J. C6, 43 (1999) .
- [15] ZEUS Collaboration, S. Chekanov et al.,
Eur. Phys. J. C25, 169 (2002) .
- [16] M. Ruspa,
Proceedings XXXVIIth Rencontres de Moriond Conference
"QCD And High Energy Hadronic Interactions"(2002),
Preprint hep-ex/0206031 .
- [17] G. Ingelman, P. E. Schlein,
Phys.Lett. B 152, 256 (1985);

- G. Ingelman, K. Prytz,
Z.Phys. C58, 285 (1993) .
- [18] A. Capella, A. Kaidalov, D. Petermann,
J. Tran Thanh Van,
Preprint 95/33 LPTHE (Orsay 1995) .
- [19] A. Kaidalov, C. Merino, D. Petermann,
Eur. Phys. J. C 20, 301 (2001) .
- [20] L. Alvero et al.,
Phys.Rev. D 59, 074022 (1999) .
- [21] B. W. Harris, J. Smith,
Phys.Rev. D 57, 2806 (1998) .
- [22] C.Peterson et al.,
Phys.Rev. D 27, 105 (1983) .
- [23] L. Gladilin,
Preprint hep-ex/9912064 .
- [24] M. Gluck, E. Reya, M. Stratmann,
Nucl. Phys. B 422, 37 (1994) .

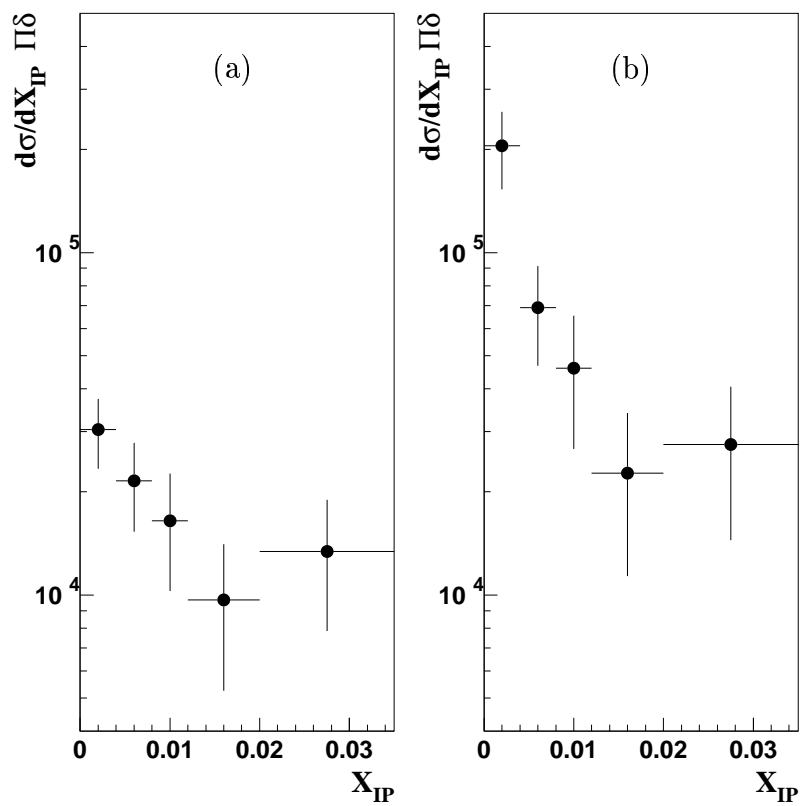


Рис. 1: Распределение по x_P ; (a) - экспериментально измеренное в ограниченной области p_T и η D^* мезона, (b) - экстраполированное на полную кинематическую область p_T и η .

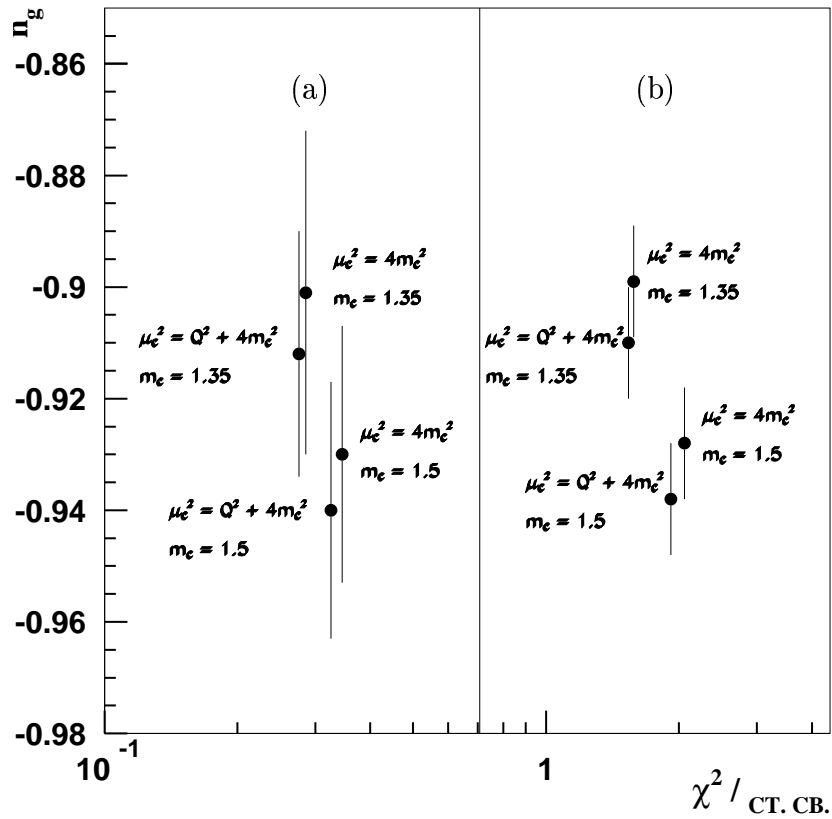


Рис. 2: Параметры подгонки дифференциального сечения $(d\sigma/dx_P)_{DIF}$, рассчитанного по модели СКМТ, к экстраполированному экспериментальному распределению $(d\sigma/dx_P)_{EXP}^{full}$ для двух вариантов шкалы факторизации μ_c^2 и массы c -кварка m_c (ГэВ) с учётом (а) и без учёта (б) систематических ошибок $(d\sigma/dx_P)_{EXP}^{full}$.

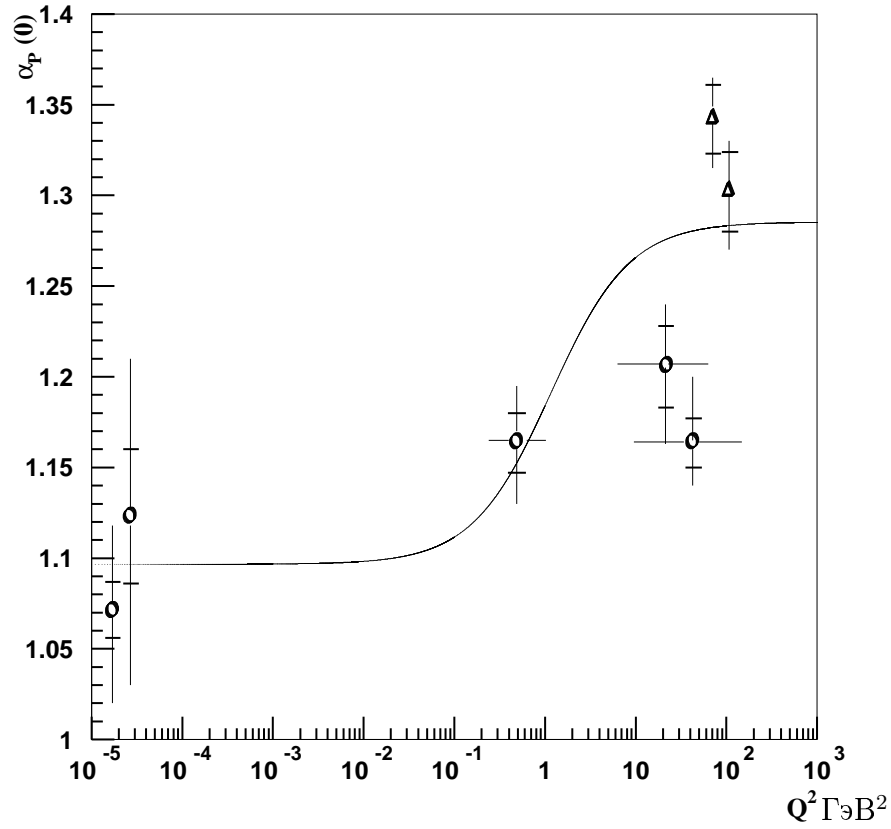


Рис. 3: Зависимость пересечения померонной траектории от виртуальности фотона. Кривая - предсказания модели СКМТ. Точки - данные экспериментов H1 и ZEUS по дифракционным - (o) и инклюзивным - (Δ) процессам [11] - [16]. Ошибки внутри усиков статистические, вне - статистические и систематические, сложенные в квадратурах.

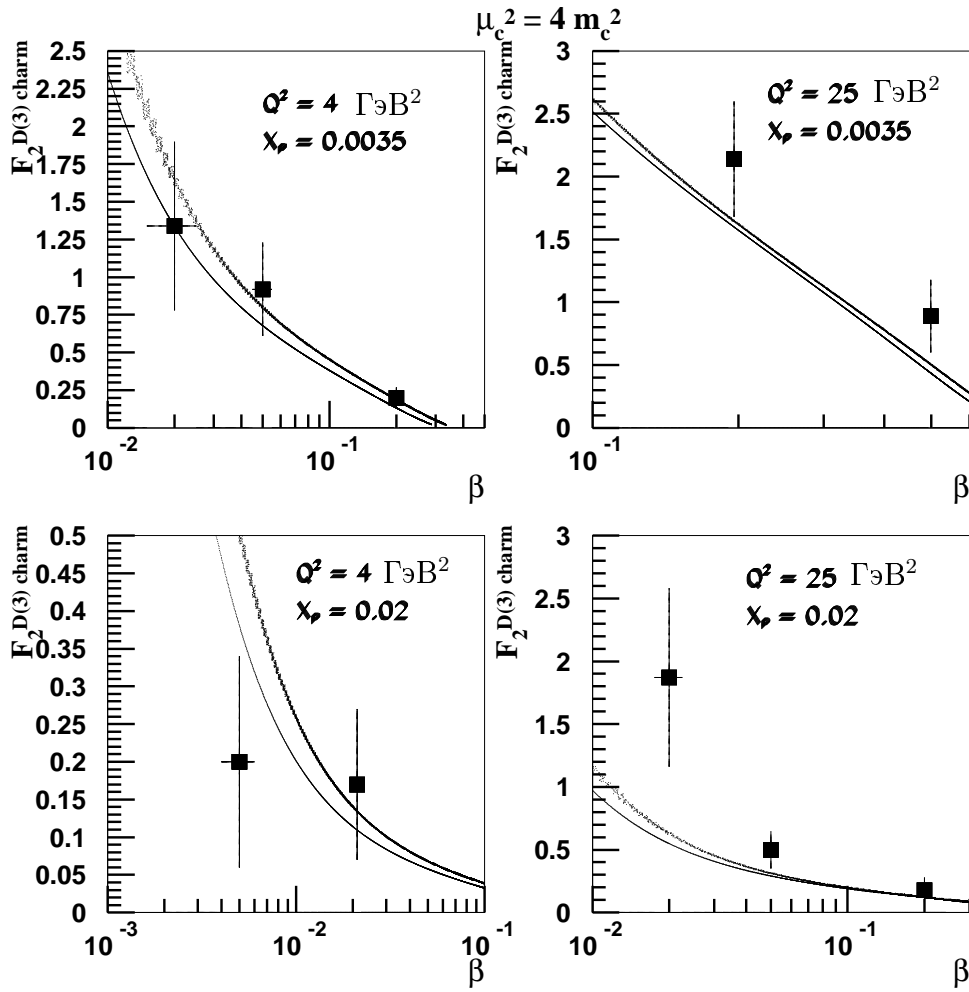


Рис. 4: Дифракционная структурная функция $F_2^{D(3)charm}$ в зависимости от β . Точки - данные из работы [3], сплошные линии - расчёты по модели СКМТ для $\mu_c^2 = 4m_c^2$ и двух значений масс c -кварков: $m_c = 1.35 \text{ ГэВ}$ - (верхние линии) и $m_c = 1.5 \text{ ГэВ}$ - (нижние линии).

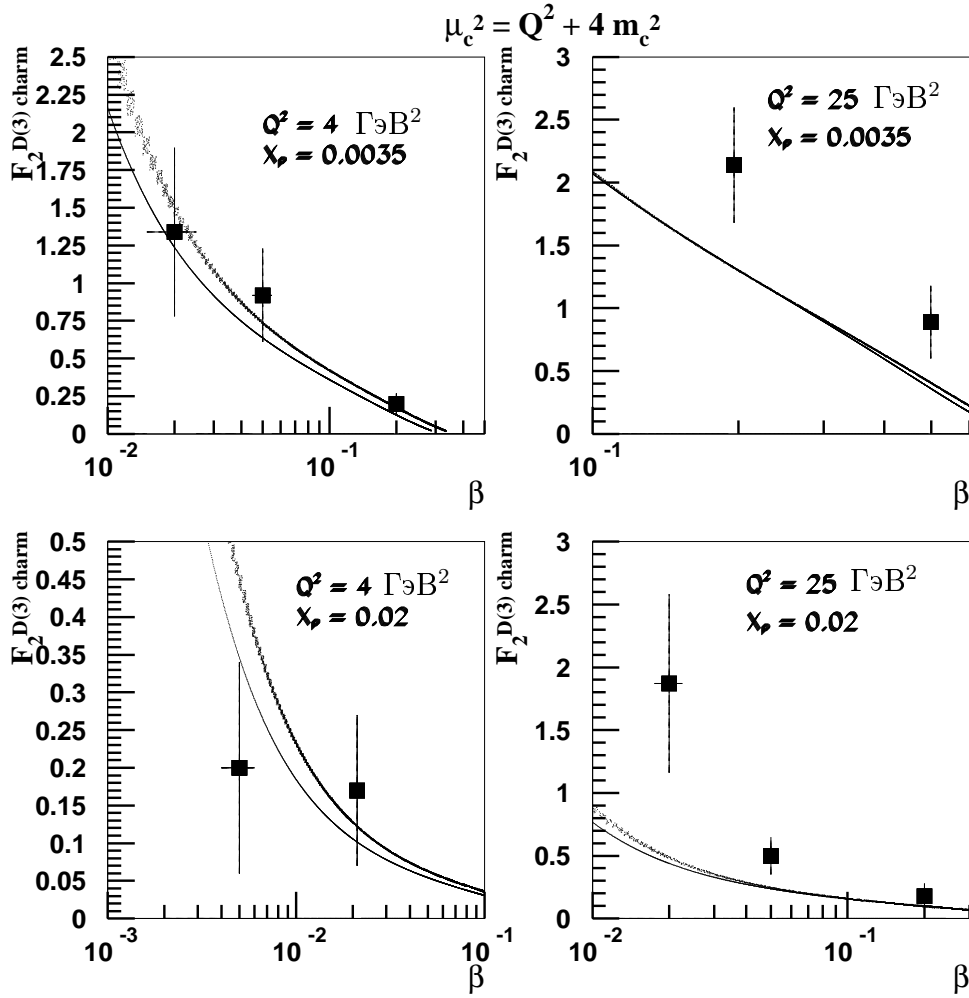


Рис. 5: Дифракционная структурная функция $F_2^{D(3)charm}$ в зависимости от β . Точки - данные из работы [3], сплошные линии - расчёты по модели СКМТ для $\mu_c^2 = Q^2 + 4m_c^2$ и двух значений масс c -кварков: $m_c = 1.35 \text{ GeV}$ - (верхние линии) и $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ - (нижние линии).

Ромуальд Константинович Дементьев
Структура померона в процессах дифракционного рождения
открытого чарма

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 27/793

Работа поступила в ОНТИ 26.10.2005 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 2005г. Формат 60x90/16

Бумага офсетная № 2. Усл. печ. л.

Тираж 50 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО