

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

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

**Часть I. Реконструкция взаимодействий
с образованием $D^{*\pm}$ мезонов.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2002 - 25/709

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

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

**Часть I. Реконструкция взаимодействий
с образованием $D^{*\pm}$ мезонов.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2002 - 25/709

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
глубоконеупругого рассеяния
на коллайдере HERA.**

**Часть I. Реконструкция взаимодействий
с образованием $D^{*\pm}$ мезонов.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2002 - 25/709

1 Введение.

Обнаружение на коллайдере HERA в жестких процессах адронных состояний с дифракционной топологией (событий с большим быструмным зазором между рассеянным протоном и остальными конечными адронами) послужило стимулом к изучению процессов дифракционной диссоциации, которые раньше традиционно относились к разряду мягких процессов.

В процессах взаимодействия при высоких энергиях померон, переносящий вакуумные квантовые числа, является неотъемлемым атрибутом дифракционного механизма. Вся имеющаяся феноменологическая информация указывает на то, что померон - это простой полюс сопровождаемый движущимися разрезами. Наиболее последовательно померон может быть описан в рамках теории Редже, но этот подход оставляет в стороне информацию о его структуре. Исследования структурной функции померона [1] показывают, что в помероне имеет место жесткое распределение глюонов, которые несут большую часть его импульса. Однако, в различных моделях функции глюонного распределения сильно различаются.

Наряду с представлениями о помероне как обменном объекте существуют альтернативные подходы к описанию дифракционного механизма, в которых обмен вакуумными квантовыми числами осуществляется четным числом глюонов [2], [3]. Выбор между той или иной моделью дифракционного механизма может быть сделан только на основе получения и анализа соответствующей экспериментальной информации.

Важную информацию дают экспериментальные данные о дифракционном рождении тяжелых кварков. В анализе этих данных возможно использование различных вычислительных схем квантовой хромодинамики, так как массы тяжелых кварков задают естественный масштаб вычислений.

Сечения процессов дифракционного рождения тяжелых кварков малы, поэтому для их анализа необходимо выполнение двух важных условий - большой статистической обеспеченности экспериментального материала и низкого уровня систематических неопределенностей. Реализация этих требований стала возможной на установке ZEUS коллайдера HERA, где в период 1998-2000 г.г. была собрана обширная база экспериментальных данных по ep - взаимодействиям.

В 1998 году установка ZEUS [4], на которой выполнялась данная работа, была оснащена новым калориметром Forward Plug Calorimeter (FPC) [5] для измерения потоков энергии в узком телесном угле вдоль направления пучкового протона. Это открыло дополнительные возможности для экспериментального изучения образования тяжелых конститuentов в ep - взаимодействиях и, в частности, сепарации дифракционных состояний содержащих c - кварки.

Дифракционная диссоциация виртуального фотона в конечные состояния, содержащие очарованные кварки, представляет интерес, прежде всего, в плане сравнения экспериментальных данных с предсказаниями моделей, основанных на различных вариантах механизмов обмена и процессов фрагментации. Такое сравнение позволяет сделать критическую оценку рассматриваемых подходов и получить дополнительную информацию о природе дифракционного рассеяния. Экспериментальному изучению этих вопросов и посвящена настоящая работа, которая состоит из трех частей.

В первой части описана процедура реконструкции инклюзивных событий с открытым чармом. Продукты дифракционных ep - взаимодействий с открытым чармом (т.е. конечные состояния содержащие одиночные c - кварки) детектировались в так называемом "золотом" канале распада D^* мезона: $D^* \rightarrow D^0\pi$, с последующим распадом D^0 мезона: $D^0 \rightarrow K\pi$. Сепарация дифракционных состояний, содержащих c - кварки описана во второй части. Третья часть работы

посвящена сравнению полученных результатов с различными модельными подходами к описанию дифракционного рождения D^* мезонов.

Анализ экспериментальных данных проводился в режиме глубоконеупругого ep - рассеяния при виртуальности обменного фотона $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$. В течение 1998 и частично 1999 годов в эксперименте ZEUS было собрано 16 pb^{-1} данных о ep - взаимодействиях с энергией электронного пучка 27.5 ГэВ и энергией протонного пучка 920 ГэВ. В период 1999(частично) - 2000 годов набор данных производился с позитронным пучком¹ с энергией 27.5 ГэВ и с той же энергией протона. Полная база данных, используемая в данной работе составляет 82 pb^{-1} .

2 Основные компоненты детектора.

Ниже дается краткий обзор наиболее важных для данного анализа компонент установки ZEUS. Детальное описание детектора ZEUS можно найти в работах [4].

Заряженные частицы оставляют треки в центральном трековом детекторе (CTD), который работает в магнитном поле 1.43 Т. CTD представляет собой дрейфовую камеру состоящую из 72 цилиндрических слоев, организованных в 9 суперслоев перекрывающих область углов θ относительно оси столкновения пучков позитронов и протонов $15^\circ < \theta < 164^\circ$. В системе координат установки ZEUS полярный угол θ отсчитывается от направления импульса пучкового протона. Разрешение по поперечному импульсу p_t регистрируемых треков составляет $\sigma(p_t)/p_t = 0.0058p_t \oplus 0.0065 \oplus 0.0014/p_t$.

Урановый калориметер детектора ZEUS (CAL) имеет высокое разрешение и состоит из трех частей: переднего, зад-

¹Далее термином 'позитронный пучок' будем обозначать, как позитронный, так и электронный пучки.

него и цилиндрического калориметров. Каждая часть разделена продольно на электромагнитную и адронную секции. Разрешение калориметра было измерено в тестовых экспериментах, и составляет для адронов $\sigma(E)/E = 18\%/\sqrt{E}(\text{ГэВ})$.

Периферийные области детектора в направлении протона ($\theta < 15^\circ$) и позитрона ($\theta > 164^\circ$) ограничены для регистрации частиц наличием трубы, в которой движутся сталкиваемые пучки. Так в передней области детектора (в направлении протона) граница регистрации в терминах псевдобыстрот $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ не превышает четырех единиц.

Установка в пучковой трубе переднего калориметра размером $20 \times 20 \text{ см}^2$ дополнительного калориметра FPC расширила область измерений калориметрической энергии по псевдобыстроте от $\eta < 4.0$ до $\eta < 5.0$.

FPC представляет собой свинцовый "сэндвич" разделенный на электромагнитные (ЕМС) и адронные (НАС) секции, считывание информации с которых происходит отдельно. Для FPC было достигнуто следующее энергетическое разрешение: $\sigma_E/E = 41\%/\sqrt{E} \oplus 0.062$ и $\sigma_E/E = 65\%/\sqrt{E} \oplus 0.06$ для электронов и адронов, соответственно [5]. ЕМС (НАС) секции делятся на ячейки размером $2.4 \times 2.4 \text{ см}^2$ ($4.8 \times 4.8 \text{ см}^2$) и все вместе имеют 76 каналов считывания.

3 Реконструкция переменных.

В реакциях глубоконеупругого рассеяния (ГНР) *ep* рассеяния:

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

k (k') и P обозначают 4-импульсы падающего (рассеяного) позитрона и протона, соответственно, а X - конечное адронное состояние. Для описания кинематики событий ГНР могут быть использованы две из следующих инвариантных пере-

менных:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad x = \frac{Q^2}{2Pq},$$

$$y = \frac{Pq}{Pk}, \quad W^2 = \frac{Q^2(1-x)}{x} + M_p^2,$$

где x - переменная Бьеркена; y - часть энергии позитрона, переданная фотону в системе покоя падающего протона; W - энергия системы центра масс γp и M_p - масса протона.

Для описания процессов дифракционной диссоциации фотона $e p \rightarrow e' + X + p'$, кроме инвариантной массы M_X конечного адронного состояния X , в которое диссоциирует виртуальный фотон, используются следующие две переменные:

$$X_{\mathcal{P}} = \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2}, \quad \beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2}$$

В подходах, где взаимодействие описывается с помощью структурного померона, $X_{\mathcal{P}}$ - это доля импульса протона, которую уносит померон, а β - доля импульса померона, принадлежащая участвующему во взаимодействии партону внутри померона.

В данной работе кинематические переменные Q^2 , y и x были восстановлены методом "Двойного угла-(DA) [6], в котором используется угол рассеянного позитрона $\theta_{e'}$ и угол адронной системы γ_h в конечном состоянии. Использование угловых переменных мотивируется тем обстоятельством, что угловые характеристики измеряются с лучшей точностью чем энергетические и метод реконструкции не зависит от энергетической шкалы детектора

$$y = \frac{\text{Sin}\theta_{e'}(1 - \text{Cos}\gamma_h)}{\text{Sin}\theta_{e'} + \text{Sin}\gamma_h - \text{Sin}(\theta_{e'} + \gamma_h)},$$

$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{\text{Sin}\gamma_h(1 + \text{Cos}\theta_{e'})}{\text{Sin}\theta_{e'} + \text{Sin}\gamma_h - \text{Sin}(\theta_{e'} + \gamma_h)},$$

$$x = \frac{E_e \sin\theta_e + \sin\gamma_h + \sin(\theta_e + \gamma_h)}{E_p \sin\theta_e + \sin\gamma_h - \sin(\theta_e + \gamma_h)}$$

Для проведения оценки систематических неопределенностей в реконструкции рассеянного позитрона использовался также $e\Sigma$ - метод, в котором для реконструкции переменных кроме угла рассеянного позитрона, используется его энергия, а также энергия регистрируемой адронной компоненты.

Когда рассеянный позитрон детектируется вблизи трубы пучка, соответствующий энергетический кластер может быть реконструирован не полностью, что влечет некорректное восстановление позиции и энергии позитрона. Для того чтобы отобрать только ГНР-события с хорошо реконструированными позитронами, необходимо наложить геометрическое ограничение на область регистрации позитронов, вырезав в плоскости перпендикулярной к пучку область, прилегающую к пучковой трубе. Такую процедуру принято называть "box-cut". Минимально необходимый размер box-cut: 13 x 7.

Исследования области прилегающей к box-cut показали, что в ней Монте Карло не достаточно хорошо описывает данные. Это объясняется присутствием так наз. dead material (различные вспомогательные элементы установки - кабели, крепеж и т.п.), что искажает картину рассеянных позитронов и недостаточно хорошо моделируется MC программами. Поэтому для систематической проверки вместо box-cut использовали в качестве ограничения специальную область, по форме напоминающую букву "H", где непосредственно наблюдается несогласие с результатами моделирования (см. Рис. 1).

Масса конечного адронного состояния X восстанавливалась с использованием комбинации заряженных треков (измеренных с помощью CTD) и энергии кластеров (измеренных в CAL и FPC). Такая комбинация названа "energy flow object" и обозначается EFO:

$$M_X^2 = \left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i P_{xi}\right)^2 - \left(\sum_i P_{yi}\right)^2 - \left(\sum_i P_{zi}\right)^2,$$

суммирование по i проводится по всем EFO не принадлежащим рассеянному позитрону. Импульс рассеянного протона в настоящей работе не измерялся. Для отбора событий ГНР использовались следующие условия :

$$0.02 < y < 0.7$$

$$1.5 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2$$

4 Реконструкция $D^{*\pm}$ мезонов.

$D^{*\pm}(2010)$ мезоны детектировались через канал распада:

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow \\ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_s^+ \quad (+c.c. \quad D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_s^- \rightarrow (K^+ \pi^-) \pi_s^-)$$

где вероятность распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s$ составляет $68.3 \pm 1.4 \%$, а распада $D^0 \rightarrow K\pi$ - $3.83 \pm 0.12 \%$. Данный канал очень удобен для исследований, так как все три частицы распада заряжены и могут быть зарегистрированы трековой камерой.

Согласно компиляции данных Particle Data Group [7], $M(D^*) = 2.010$ ГэВ и $M(D^0) = 1.865$ ГэВ. Поэтому малая разница масс $M(D^*) - M(D^0) = 0.1454$ ГэВ лишь немного больше порога рождения пиона π_s ($m_\pi = 0.1396$ ГэВ). Это значит, что D^0 и π_s будут иметь очень маленький импульс (40 МэВ) в системе покоя D^* . При переходе в лабораторную систему, пион будет также иметь маленький импульс, поэтому его часто называют медленным пионом (slow pion π_s). Как известно, разрешение в измерениях поперечных импульсов p_T существенно лучше для треков с малыми импульсами. Поэтому разрешение измерений разницы масс $\Delta M = M(D^*) - M(D^0)$ представляется более аккуратным, чем массы D^* или D^0 , так как оно зависит от $p_T(\pi_s)$. Кроме того, малость разницы масс ΔM отражается на сигнале

в распределении ΔM , который находится на краю фазового пространства (треки с малыми p_T), где подавлен комбинаторный фон.

Для реконструкции D^* , берутся только те треки, которые связаны с основной вершиной взаимодействия. Путем переборки этих треков комбинируются два заряженных трека в предположении, что один из них есть каон, а другой - пион из распада D^0 . Данная комбинация двух треков считается D^0 -кандидатом, если ее инвариантная масса удовлетворяет условию $1.4 < M(K\pi) < 2.3$ ГэВ. Для реконструкции D^* мезона третий трек (в предположении что это медленный пион) комбинируется с двумя ранее отобранными и рассчитывается инвариантная масса комбинации $M(K\pi\pi_s)$, а также разница масс $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$. Комбинация трех треков считается D^* -кандидатом, если выполняется условие $\Delta M < 0.165$ ГэВ.

Никакой зарядовой селекции треков до сих пор сделано не было, поэтому отобранные D^0 -кандидаты включают в себя комбинации частиц с неправильными суммарными зарядами. Такие комбинации не являются реальными нейтральными D^0 , так как имеют суммарный заряд $|2$ или -2 . В данном анализе они использовались для изучения комбинаторного фона под сигналом в распределении ΔM .

Для разделения правильных знаковых комбинаций, являющихся реальными D^* , и фона от неправильных комбинаций, были наложены следующие требования:

- Для D^* кандидатов каонный и пионный треки должны иметь противоположный заряд, а трек от медленного пиона должен иметь заряд, противоположный каонному треку.
- Для комбинаторного фона каон и пион должны иметь одинаковый заряд. На заряд трека медленного пиона требований не налагается.

4.1 Метод разницы масс

Чтобы иметь чистый сигнал по отношению к фону, необходимо ввести несколько ограничений. А именно: массовое окно комбинаций $K\pi$ сузить вокруг массы D^0 и наложить ограничения на поперечные импульсы продуктов распада: K , π и π_s .

Инвариантная масса $K\pi$ ограничивается в области вокруг номинального значения массы D^0 : $M(D^0) = 1864.6 \pm 0.5$ МэВ [7].

Выбранная область $1.81 < M(K\pi) < 1.92$ ГэВ немного шире чем разрешение, достигнутое в измерении $M(K\pi)$, для того чтобы иметь насыщенный сигнал и отрезать возможно больше фона. Точно так же, для получения чистого сигнала в распределении по $M(D^0)$ разность масс ΔM должна быть реконструирована вокруг области номинального значения $\Delta M = 145.397 \pm 0.030$ МэВ [7]. Размеры массового окна ΔM были выбраны такими, чтобы они соответствовали разрешению достигнутому в измерениях ΔM :

$$0.143 < \Delta M < 0.148 \text{ ГэВ.}$$

Значение поперечного импульса рождающегося s -кварка имеет порядок его массы и, так как D^* забирает значительную долю этого поперечного импульса ожидается, что продукты распада D^* так же уносят значительные p_T . Ограничения на p_T должны уменьшить комбинаторный фон, возникающий при реконструкции D^* из адронов, рождающихся от распадов частиц состоящих из легких кварков и несущих меньшие p_T .

Измеренные в STD заряженные треки, соответствующие вершине взаимодействия, отбирались при выполнении условия $|\eta| < 1.75$. Данное ограничение отбрасывает все треки имеющие малые значения поперечного импульса ($p_T < 100$ МэВ). Для нахождения более точного ограничения на вели-

чину p_T , необходимо принять в расчет и корреляции между значениями $p_T(K)$, $p_T(\pi)$, $p_T(\pi_s)$ и $p_T(D^*)$.

Значение $p_T(\pi_s)$ влияет на измеряемую область малых значений $p_T(D^*)$, поэтому важно сохранить ограничение на эту величину малым, на сколько это возможно. Было выбрано значение $p_T(\pi_s) > 0.120$ ГэВ. Ограничения на величины поперечных импульсов K и π мезонов не должны быть слишком жесткими, так как в этом случае сигнал подавляется вместе с фоном, что особенно критично для анализа с ограниченной статистикой. Для треков, соответствующих этим частицам, было выбрано ограничение $p_T(K, \pi) > 0.5$ ГэВ.

4.2 Кинематическая область реконструкции.

Отбор D^* -кандидатов можно подытожить следующим набором условий:

- Отбираются треки, ассоциированные с номинальной вершиной взаимодействия.
- Для всех треков требуется выполнение условия $|\eta| < 1.75$.
- Выбираются массовые окна:
 - 0.143 < ΔM < 0.148 ГэВ для $M(D^0)$ распределения
 - 1.81 < $M(D^0)$ < 1.92 ГэВ для ΔM распределения.
 Оба массовых окна далее использовались для анализа распределений по $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ и др.
- Накладываются ограничения на поперечные импульсы продуктов распада D^* :

$$p_T(\pi_s) > 0.120 \text{ ГэВ}$$

$$p_T(K, \pi) > 0.5 \text{ ГэВ}$$

После выполнения всех перечисленных ограничений был исследован акцептанс реконструкции D^* в зависимости от $p_T(D^*)$ и $\eta(D^*)$.

Для расчета акцептанса необходимо иметь базу данных искусственно смоделированных событий ep - взаимодействий с образованием D^* мезонов.² В качестве основного (номинального) Монте Карло (МС) генератора использовался генератор RAPGAP [8] (его дифракционная и недифракционная версии). Акцептанс определялся с помощью следующего соотношения:

$$Acc = \frac{N(D^*)^{rec}}{N(D^*)^{gen}},$$

где $N(D^*)^{rec}$ - число реконструированных D^* мезонов после введения ограничений для событий ГНР и отбора D^* , а $N(D^*)^{gen}$ - число сгенерированных D^* мезонов в кинематической области ГНР. Выбор областей $p_T(D^*)$ и $\eta(D^*)$ для измерения сечения определялся акцептансом этих величин. Для того, чтобы не зависеть от качества моделирования, акцептанс не должен быть слишком мал (меньше чем 10 %). Малое значение акцептанса для $\eta(D^*) > 1.5$ соответствует измерениям треков в периферийной области STD и определяется его малым геометрическим акцептансом.

По той же причине выбирается ограничение $p_T(D^*) > 1.5$ ГэВ, когда ограничение на $p_T(\pi_s) > 0.120$ ГэВ оставляет малым акцептанс для $p_T(D^*) < 1.5$ ГэВ. Верхнее значение ограничения для поперечного импульса D^* - $p_T(D^*) < 10$ ГэВ определяется тем обстоятельством, что после дифракционной селекции (которая описана в работе [9]) отсутствуют события с D^* - кандидатами, имеющими большие значения $p_T(D^*)$.

²Описание Монте-Карло генераторов, используемых в процедуре моделирования, приведено в Приложении.

В итоге, кинематическая область для измерения сечений определяется условиями:

$$|\eta(D^*)| < 1.5$$

$$1.5 < p_T(D^*) < 10 \text{ ГэВ.}$$

4.3 Сигнал образования $D^{*\pm}$ (2010) мезонов.

Используя установленные ограничения на кинематическую область D^* и ограничения на отбор событий ГНР :

$$0.02 < y < 0.7$$

$$1.5 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2$$

$$|\eta(D^*)| < 1.5$$

$$1.5 < p_T(D^*) < 10 \text{ ГэВ}$$

получены распределения по ΔM и $M(D^0)$, представленные на Рис.2 и Рис.3.

Число $D^{*\pm}$ мезонов определялось вычитанием комбинаторного фона, после его нормировки на правильные зарядовые комбинации в области $0.150 < \Delta M < 0.170 \text{ ГэВ}$. В результате было получено следующее число D^* мезонов :

$$N(D^*) = 5100 \pm 111.$$

Для распределения по массе D^0 комбинаторный фон, показанный на Рис.2 и Рис.3 гистограммой, не нормировался.

В распределении по инвариантной массе $K\pi$ (Рис.3) виден четкий сигнал в области значения 1.86 ГэВ. Другой широкий пик для меньших значений массы $K\pi$ указывает на сигнал от распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ (| с.с. $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$) и является следствием того, что рассматриваемая инвариантная масса комбинируется только из заряженных каонов и пионов.

5 Расчет сечений рождения $D^{*\pm}(2010)$.

После выполнения всех условий отбора $D^{*\pm}$ и вычисления акцептанса, были рассчитаны полное и дифференциальные сечения образования D^* мезонов.

Полное сечение, определялось соотношением

$$\sigma = \frac{N_D}{A L B},$$

где N_D - число реконструированных $D^{*\pm}$ мезонов, A - акцептанс, L - интегральная светимость (82 пб^{-1}), B - вероятность используемой моды распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ и $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ($2.59 \pm 0.06 \%$ [7]).

В изучаемой кинематической области получено следующее значение сечения рождения $D^{*\pm}(2010)$ мезонов : $8.07 \pm 0.18 \text{ нб}$.

Для любой переменной ξ дифференциальное сечение определялось следующим образом :

$$\frac{d\sigma}{d\xi} = \frac{N_D}{A L B \Delta\xi},$$

где N_D - число $D^{*\pm}$ в бине шириной $\Delta\xi$, A - акцептанс для данного бина.

В итоговой таблице 1 приведена сводка данных о сечении, числе реконструированных D^* мезонов и величине акцептансов, как для полной кинематической области, так и в интервалах дифференциальных распределений для различных переменных.

Значения статистических ошибок числа событий с D^* получены с учетом нормировки и вычитания комбинаторного фона в каждом бине. Ошибки значений акцептансов отражают статистику смоделированных МС событий.

6 Заключение

Проведена реконструкция $D^{*\pm}(2010)$ мезонов, образованных в процессах глубоконеупругих ep взаимодействий.

В кинематической области $0.02 < y < 0.7$, $1.5 < Q^2 < 200$ ГэВ², $|\eta(D^*)| < 1.5$, $1.5 < p_T(D^*) < 10$ ГэВ измерено сечение рождения $D^{*\pm}$ мезонов, которое составило 8.07 ± 0.18 нб.

Список литературы

- [1] L.P.A. Haakman, A.B. Kaidalov, J.H. Koch, Eur. Phys. J. **C 1**, 547 (1999).
- [2] M.G. Ryskin, Sov. J. Nucl. Phys. **52**, 529 (1990).
- [3] H. Lotter, Phys. Lett. **B 406**, 171 (1997).
- [4] ZEUS Coll., M. Derrick et al., Phys. Lett. **B 293**, 465 (1992);
ZEUS Coll., M. Derrick et al., Z. Phys. **C 63**, 391 (1994).
- [5] ZEUS Coll., FPC group, A. Bamberger et al., Nucl. Inst. Meth. **A 450**, 235 (2000).
- [6] ZEUS Coll., M. Derrick et al., Z. Phys. **C 67**, 93 (1995).
- [7] Particle Data Group, D.E. Groom et al., Eur. Phys. J. **C 15**, 1 (2000).
- [8] ZEUS Coll., J. Breitweg et al., Eur. Phys. J. **C 12**, 35 (2000).
- [9] Н.Н. Власов, Л.К. Гладилин, Р.К. Дементьев, Preprint НИИЯФ МГУ 2002-26/710, 2002.
- [10] H. Jung, Comp. Phys. Comm. **86**, 147 (1995).
- [11] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71**, 15 (1992).
- [12] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39**, 347 (1986).
- [13] T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43**, 367 (1987).
- [14] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. **C 67**, 433 (1995).

- [15] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring, *Comp. Phys. Comm.* **69**, 155 (1992). Also in *Proc. Workshop Physics at HERA*, 1991, DESY, Hamburg.
- [16] H1 Coll., C. Adloff et al., *Z. Phys. C* **76**, 613 (1997).
- [17] G. Marchesini et al., *Comp. Phys. Comm.* **67**, 465 (1992).
- [18] M.G. Ryskin and A. Solano, *Proc. Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics*, G. Grindhammer, G. Ingelman, H. Jung and T. Doyle (eds.), p. 386. DESY, Hamburg, Germany (1999). Also in preprint DESY-PROC-1999-02, available on <http://www.desy.de/~heramc/>.

А Приложение

Процедура отбора D^* - кандидатов, расчет акцептансов и сечений, а также оценки фонов и примесей к выборке изучаемым событиям - все это было реализовано с помощью Монте Карло моделирования. Для получения MC базы данных были использованы три MC генератора: RAPGAP, HERWIG и RIDI.

А.1 RAPGAP

Основным MC генератором для моделирования ep -взаимодействий был выбран генератор RAPGAP [10] версии 2/06. Это многоцелевой генератор событий, который включает много жестких подпроцессов, таких как ep - ГНР, ep -рассеяние со структурными (разрешенными) фотонами, дифракционное ep - ГНР, ep - ГНР с пионным обменом и т.д.

RAPGAP был использован для получения базы данных недифракционных событий для процесса:

$$ep \rightarrow e' ccX$$

и дифракционной базы данных для процесса:

$$ep \rightarrow e' cc\bar{c},$$

Масса очарованного кварка была зафиксирована 1.45 ГэВ. Фрагментация чарма была выбрана в соответствии с моделью Петерсона с параметром $\epsilon = 0.035$. КХД партонные ливни - согласно ARIADNE [11] с цветовой дипольной моделью и как в MEPS с моделью DGLAP. Адронизация была выполнена на основе струнной модели LUND, как это реализовано в пакете JETSET [12].

Недифракционный RAPGAP

Процесс образования очарованного кварка генерировался через процесс бозон - глюонного слияния со структурной

функцией протона $GRV94(HO)$ [14].

Квантово-электродинамические радиационные поправки были получены с помощью программы HERACLES [15].

Дифракционный RAPGAP

Существуют различные подходы к параметризации структурной функции F_2^D в терминах функций партонного распределения по аналогии с фотонной структурной функцией. Сотрудничество H1 на основе данных 1994 года выполнило параметризацию F_2^D на основе модели Ингелмана и Шляйна с помероном имеющим партонную структуру [16]. Померонная параметризация H1 доступна в программе RAPGAP, и для дифракционного MC использовался один из фитов с мягкой формой глюонного распределения в помероне. Этот фит обычно обозначается как "H1fit2".

Подразумевается что очарованный кварк массивный, поэтому он не является партоном в составе померона, а рождается в процессе взаимодействия виртуального фотона с глюоном из померона. Радиационные поправки сделаны не были, так как пока их использование в программе RAPGAP для дифракционных процессов недоступно.

Данный Монте Карло генератор является номинальным для представленного в работе анализа и использовался для изучения разрешений кинематических переменных, расчета акселтансов и сечений.

A.2 HERWIG

Недифракционный Монте Карло генератор HERWIG [17] использовался в данном анализе для систематической оценки примеси от недифракции к отобранным дифракционным событиям, а так же для систематической проверки измеренного значения инклюзивного сечения, для расчетов отношений сечений дифракционного и инклюзивного рождения $D^{*\pm}$.

Основное отличие HERWIG от RAPGAP заключается в моделировании партонных ливней и процесса адронизации. В HERWIG используется кластерная модель для адронизации струй, основанная на непертурбативном расщеплении глюона на два кварка. Для начальных и конечных партонов использовалась цветовая когерентность для всех жестких процессов, включая рождение и распад тяжелых кварков. Все основные параметры генератора HERWIG (протонная структурная функция, масса очарованного кварка и т.д.) были зафиксированы такими же, как и в генераторе RAPGAP.

A.3 RIDI

Монте Карло генератор RIDI [18] моделирует диффракционную диссоциацию фотона на основе модели Рыскина [2] и включает в себя конечные состояния $q\bar{q}$ и $q\bar{q}g$, а также коррекции виртуальных глюонов. При использовании в данной модели “К-факторов” есть некоторые теоретические неопределенности, что позволяет выполнять нормировку сечения. Фрагментация партонных ливней и адронизация выполнялись с использованием пакета JETSET. Для данного MC радиационные поправки были учтены. В параметрах была зафиксирована так же протонная структурная функция GRV94 (HO) и масса очарованного кварка равная 1.45 ГэВ.

База данных генератора RIDI была использована вместо RAPGAP для расчета сечений при оценке их систематической ошибки.

Кинематический интервал	Число D^* мезонов	Акцептанс	Сечение (нб)
Полный кинематический интервал	5100 ± 111	0.300 ± 0.001	8.07 ± 0.18
$p_T(D^*): 1.5 - 2.4$	1260 ± 72	0.179 ± 0.002	3.64 ± 0.21
$p_T(D^*): 2.4 - 3.3$	1516 ± 55	0.332 ± 0.003	2.36 ± 0.09
$p_T(D^*): 3.3 - 4.2$	1021 ± 39	0.410 ± 0.005	1.29 ± 0.05
$p_T(D^*): 4.2 - 5.4$	744 ± 31	0.467 ± 0.007	0.62 ± 0.03
$p_T(D^*): 5.4 - 10.$	560 ± 27	0.510 ± 0.008	0.11 ± 0.01
$\eta(D^*): -1.5 - -0.9$	571 ± 34	0.231 ± 0.003	1.92 ± 0.12
$\eta(D^*): -0.9 - -0.3$	1116 ± 46	0.348 ± 0.004	2.48 ± 0.12
$\eta(D^*): -0.3 - 0.3$	1219 ± 49	0.337 ± 0.004	2.81 ± 0.12
$\eta(D^*): 0.3 - 0.9$	1255 ± 56	0.344 ± 0.004	2.83 ± 0.13
$\eta(D^*): 0.9 - 1.5$	941 ± 51	0.231 ± 0.003	3.16 ± 0.19
$\log_{10}(Q^2): 0.17 - 0.6$	882 ± 48	0.144 ± 0.002	6.63 ± 0.37
$\log_{10}(Q^2): 0.6 - 1.$	1536 ± 57	0.313 ± 0.003	5.70 ± 0.22
$\log_{10}(Q^2): 1. - 1.3$	1122 ± 48	0.404 ± 0.005	4.31 ± 0.19
$\log_{10}(Q^2): 1.3 - 1.55$	682 ± 39	0.437 ± 0.006	2.91 ± 0.17
$\log_{10}(Q^2): 1.55 - 2.3$	877 ± 45	0.484 ± 0.006	1.13 ± 0.06
$W: 50. - 92.$	1017 ± 41	0.368 ± 0.005	0.032 ± 0.001
$W: 92. - 134.$	1687 ± 58	0.363 ± 0.003	0.051 ± 0.002
$W: 134. - 176.$	1312 ± 57	0.311 ± 0.003	0.047 ± 0.002
$W: 176. - 218.$	730 ± 46	0.246 ± 0.003	0.033 ± 0.002
$W: 218. - 260.$	318 ± 30	0.154 ± 0.003	0.023 ± 0.002

Таблица 1: Число D^* -мезонов, акцептанс и сечения рождения D^* для интервалов различных дифференциальных распределений.

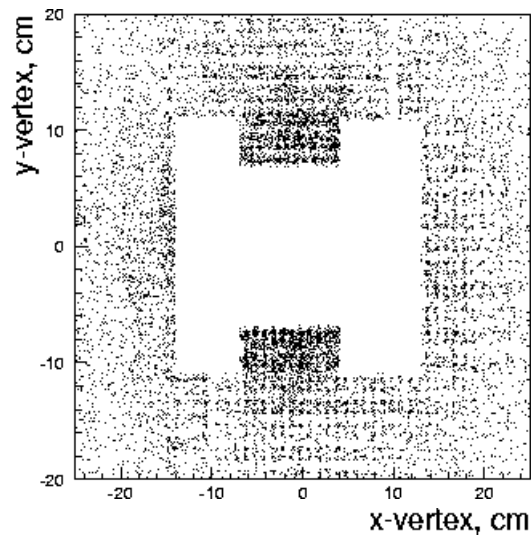
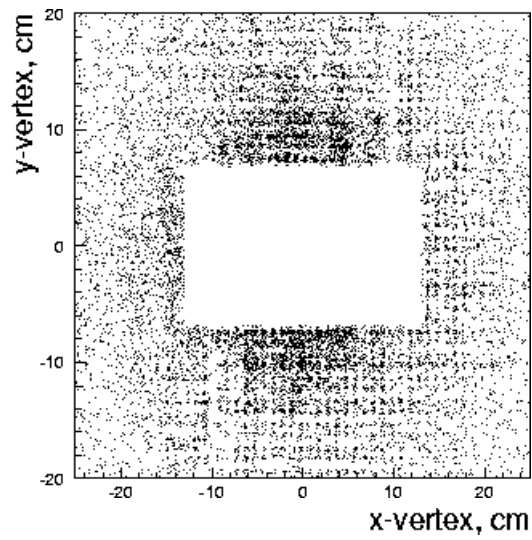


Рис. 1: Координаты x и y рассеянного позитрона при условии box-cut (верхний рисунок) и H-shaped-cut (нижний рисунок).

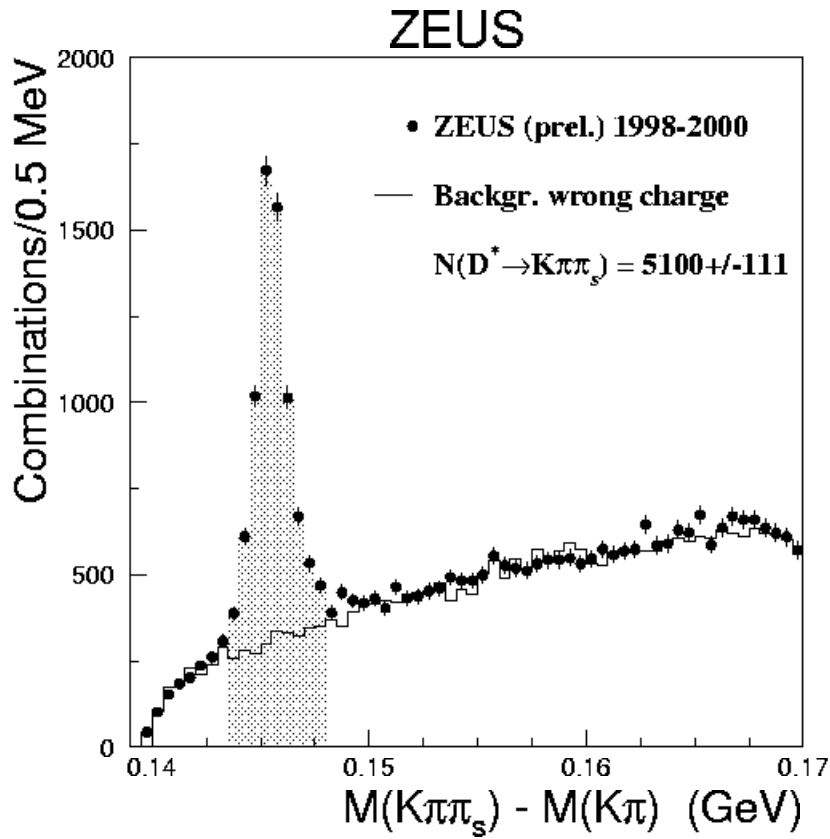


Рис. 2: Распределение ΔM для инклюзивных событий. Черные точки соответствуют данным после выполнения всех условий отбора событий ГНР с D^* . Гистограмма соответствует комбинаторному фону от неправильных знаковых комбинаций. Показаны только комбинации с $1.81 < M(K, \pi) < 1.92$ ГэВ.

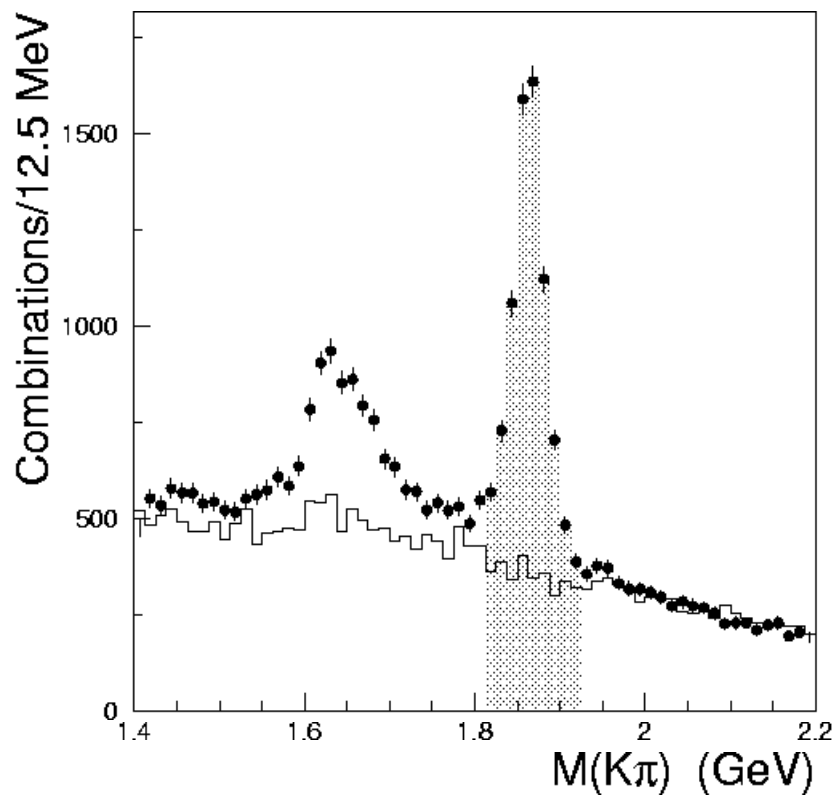


Рис. 3: Распределение $M(D^0)$ для инклюзивных событий. Черные точки соответствуют данным после выполнения всех условий отбора событий ГНР с D^* . Гистограмма соответствует комбинаторному фону от неправильных знаковых комбинаций. Показаны только комбинации с $0.143 < \Delta M < 0.148$ ГэВ.

УДК
ББК

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 I. Reconstruction of the interactions with $D^{*\pm}$ meson production.

Preprint NPI MSU - 2002 - 25/709

Abstract. Diffractive production of $D^{*\pm}$ (2010) mesons in deep inelastic scattering has been investigated with the ZEUS detector at HERA collider using an integrated luminosity of 82 pb^{-1} . The $D^{*\pm}$ mesons were reconstructed in the decay channel $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ and $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (+c.c.). The measured integrated cross sections of the D^* production is $8.07 \pm 0.18 \text{ nb}$.

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

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

Часть I. Реконструкция взаимодействий с образованием $D^{*\pm}$ мезонов.

Препринт НИИЯФ МГУ - 2002 - 25/709

Аннотация. Изучается дифракционное рождения $D^{*\pm}$ мезонов в процессах глубоконеупругого рассеяния на детекторе ZEUS коллайдера HERA с интегральной светимостью 82 пб^{-1} . $D^{*\pm}$ мезоны реконструировались в канале распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ с последующим распадом $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (+c.c.). Инклюзивное сечение рождения D^* равно $8.07 \pm 0.18 \text{ нб}$.

© Н.Н. Власов 2002

© Л.К. Гладилин 2002

© Р.К. Дементьев 2002

© НИИЯФ МГУ 2002

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

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

**Часть I. Реконструкция взаимодействий
с образованием $D^{*\pm}$ мезонов.**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2002 - 25/709

Работа поступила в ОНТИ 26.09.2002 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 2002г. Формат 60x90/16

Бумага офсетная № 2. Усл. печ. л.

Тираж 50 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО