

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

**Физический**  
**ИНСТИТУТ**



*имени*  
*П.Н. Лебедева*

Российской академии наук

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

**5**

А.И. ЛЕБЕДЕВ

**ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ СТРУЙ АДРОНОВ,  
СОДЕРЖАЩИХ ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ**

Москва 2013

*А.И.Лебедев*

## **ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ СТРУЙ АДРОНОВ, СОДЕРЖАЩИХ ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ.**

Доклад на Черенковских чтениях 10.04.2012 в ФИАНе.

Аннотация.

Рассмотрены процессы глубоко неупругого  $ep$ -рассеяния с образованием виртуальными фотонами адронных струй, содержащих  $D$  или  $B$ -мезоны, в состав которых входят очаровательные ( $c$ ) или прелестные ( $b$ ) кварки. Исследования реакций  $e^\pm + p \rightarrow \text{jets}(c,b) + X$  позволяют провести прецизионную проверку КХД при экстремальных значениях параметров «жесткости» процесса: квадрата 4-х импульса фотона  $Q^2 > (6-20) \text{ GeV}^2$ , поперечных энергий струй  $E_T^{\text{jet}} > 6 \text{ GeV}$  и переданных адронной системе массах  $\Delta m \sim 3-9.5 \text{ GeV}$  (в единицах  $\hbar=c=1$ ). Анализ экспериментальных результатов, полученных на  $ep$ -коллайдере ГЕРА, и сопоставление их с теоретическими расчетами привели к заключению об адекватном описании данных при учете поправок второго порядка теории возмущений КХД. Измеренные сечения позволили определить с хорошей точностью функции распределения тяжелых кварков в протоне.

Исследования электромагнитных процессов с участием адронов сыграли важную роль в становлении квантовой хромодинамики (КХД) – теории сильных взаимодействий на малых расстояниях ( $<10^{-13}$  см), на которых структурными составляющими вещества являются партоны (кварки  $q$  и глюоны  $g$ ). В так называемых «жестких» реакциях глубоко неупругого  $ep$ -рассеяния (при  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ) удастся исследовать строение вещества именно на таких расстояниях. Константа взаимодействия кварков и глюонов  $\alpha_s$  асимптотически убывает с ростом  $Q$  и при  $Q > 10 \text{ GeV}$   $\alpha_s < 0.2$  (см. Рис. 1). Это дает возможность использовать теорию возмущений для описания жестких процессов. Всесторонняя проверка КХД остается актуальной задачей.

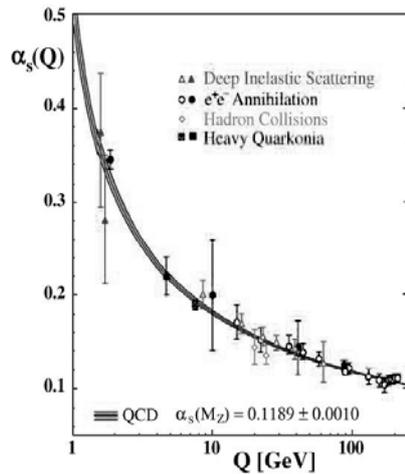


Рис. 1.

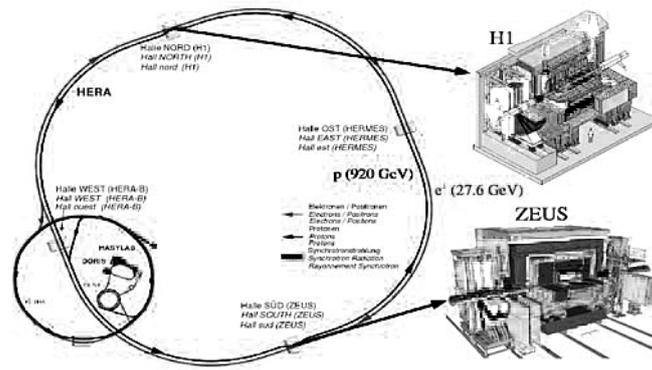


Рис. 2.

Прецизионную проверку теории возмущений можно провести при изучении процессов рождения электронами или позитронами струй адронов, содержащих тяжелые мезоны  $D(c \text{ anti-}u)$  и  $B(b \text{ anti-}u)$ :

$$e^- + p \rightarrow \text{jets}(c,b) + X \quad \text{и} \quad e^+ + p \rightarrow \text{jets}(c,b) + X \quad (1)$$

Здесь параметрами «жесткости» являются (в добавок к  $Q^2$ ) большие поперечные импульсы струй адронов ( $E_T^{\text{jet}} > 6 \text{ GeV}$ ) и массы входящих в их состав структурных кварков  $m(c) \sim 1.5 \text{ GeV}$  и  $m(b) \sim 4.75 \text{ GeV}$ . Так как  $D$ - и  $B$ -мезоны в силу закона сохранения квантовых чисел ароматов рождаются парами (частица плюс античастица) параметрами жесткости реакций (1) по передаче энергии адронной системе являются удвоенные суммы масс.

Процессы образования струй адронов были впервые обнаружены при изучении реакций рождения адронов во встречных  $e^+e^-$ -столкновениях при энергиях в с.ц.м. выше сотен МэВ [1]. В  $ep$ -столкновениях рождение струй интенсивно исследовалось на коллайдере ГЕРА в коллаборациях Н1 и ЗЕВС. На Рис. 2 приведены схема  $ep$ -коллайдера и расположение детекторов Н1 и ЗЕВС. За время эксплуатации коллайдера в период 1992-2007 г. была набрана суммарная светимость  $ep$ -столкновений  $L \sim 1 \text{ fb}^{-1}$ , что достаточно для эффективного исследования процессов (1).

Ключевую роль в организации участия Отдела физики высоких энергий ФИАН в исследованиях коллаборации Н1 сыграли академики П.А.Черенков, М.А.Марков и А.М.Балдин.

На Рис. 3 изображено событие образования 5 струй адронов в детекторе Н1. Для выявления струй ведется поиск сгустков треков заряженных частиц (Рис.4), которые идентифицируются как адроны и которые возникают в

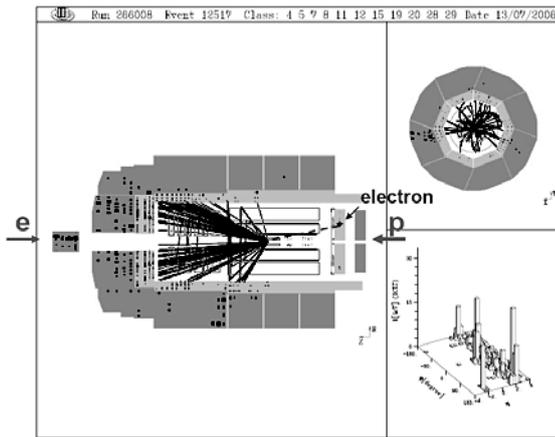


Рис. 3

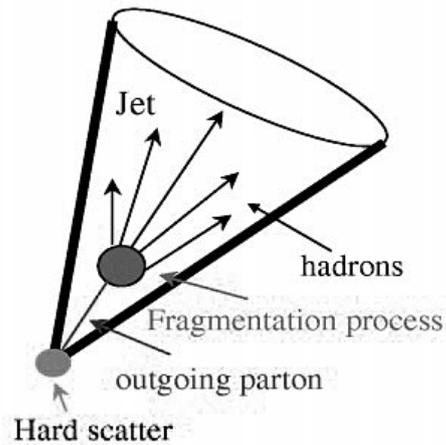


Рис.4

результате фрагментации партонов, испущенных в жестком процессе. Для этого используется конусный алгоритм или  $k_T$ -алгоритм [2].

Кинематика процессов электророждения адронов (Рис. 5)

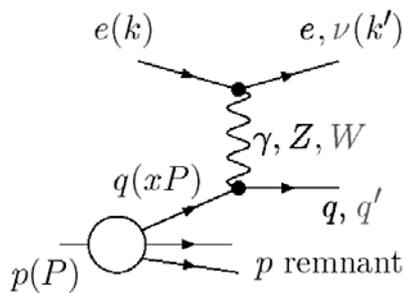


Рис. 5

характеризуется следующими величинами: квадратом переданного электроном фотону импульса  $Q^2 = -(k - k')^2$ , долей импульса, уносимой кварком  $x = Q/2pq$ , неупругостью  $y = Pq/Pk$ , квадратом полной энергии  $s = (k + P)^2$ . В коллайдере протоны  $p$ , ускоренные до энергии 920 ГэВ, сталкиваются с электронами  $e$ , которые имеют энергию 27.5 ГэВ, и полная энергия в системе центра масс составляет  $\sim 319$  ГэВ. В системе покоя протона этому соответствует энергия электронов  $\sim 50$  ТэВ.

Динамика процесса определяется структурными функциями  $F_{2,3,L}(x, Q^2)$ , через которые выражается сечение глубоко неупругого рассеяния:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \times \{Y_+ F_2^{NC} \mp Y_- xF_3^{NC} - y^2 F_L^{NC}\}$$

$$Y_{\pm} = 1 \pm (1-y)^2$$

$F_3$  описывает пренебрежимо малый вклад обмена  $Z$ -бозоном, а  $F_L$  связана с вкладом продольно поляризованных виртуальных  $\gamma$ -квантов, который также мал. Поэтому сечение определяется одной структурной функцией  $F_2(x)$ .

При исследовании процессов (2) были измерены функции распределения кварков и глюонов в нуклонах  $xf$  ( $f=u, d, g, \dots$ ). Из приведенных на Рис.6 результатов видно, что при малых  $x$  ( $<0.01$ ) нуклон «состоит» в основном из глюонов [3]. Это означает, что доминирующим механизмом рождения мезонов, в состав которых входят тяжелые кварки ( $c$  и  $b$ ), является процесс фотон-глюонного слияния. На Рис.7 приведена диаграмма низшего порядка теории

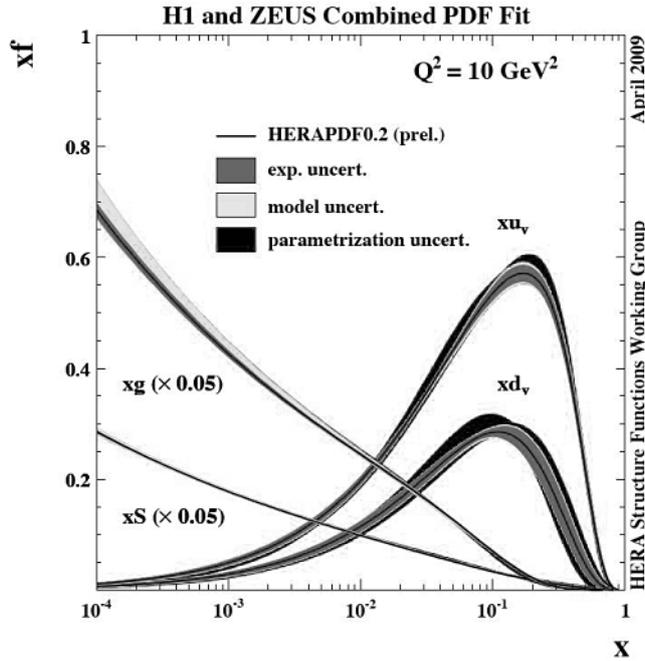


Рис. 6

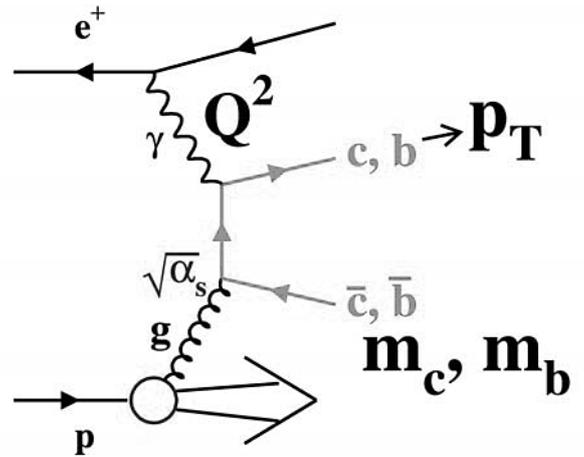


Рис. 7

возмущений КХД для электророждения  $c$  и  $b$ -кварков ( $p_T$  -поперечные импульсы соответствующих струй).

Поскольку кварки и глюоны не существуют в свободном состоянии, разработана процедура приближенных вычислений сечений жестких процессов с использованием теоремы факторизации, согласно которой сечение образования например струй адронов имеет вид

$$d\sigma_{jet} = \sum_{a=q,\bar{q},g} \int dx f_a(x, \alpha_S, \mu_F) d\hat{\sigma}_a(x, \alpha_S(\mu_R), \mu_R, \mu_F) D(z, \mu_{F'}, \alpha_S)$$

Здесь  $\hat{\sigma}_a$ - сечение КХД-процесса (Рис. 7) с участием партона  $a$ ,  $f_a(x)$ -функция распределения плотности партонов в протоне,  $D(z)$ - характеристика фрагментации партонов конечного состояния в адроны,  $\mu$ -параметры. Суммирование ведется по партионам разного типа  $a$ .

В соответствии с теоремой исходные протоны представляют собой ливни

партонов, которые описываются теоретическими моделями. Процессы КХД модифицируют картину ливней. В результате адронизации кварков и глюонов конечного состояния они превращаются в адроны и их струи. Для описания таких превращений используются модели *Монте-Карло* [4,5]. Схематически процесс рождения струй адронов, содержащих  $D$  и  $B$ -мезоны, изображен на Рис 8.

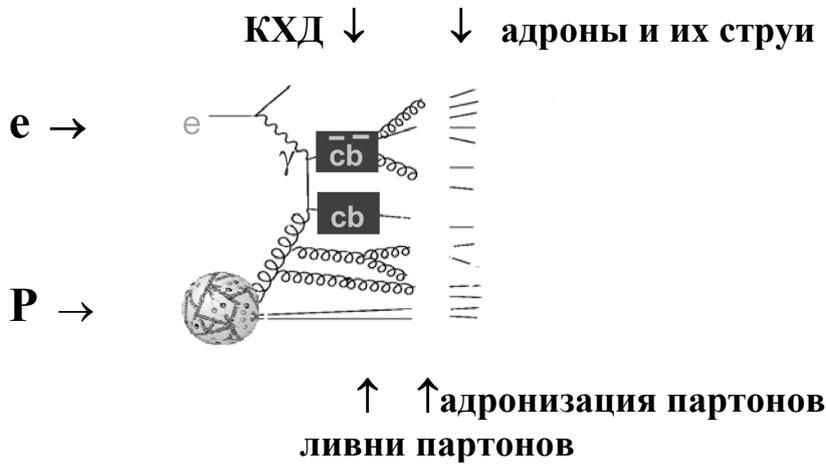


Рис. 8.

Диаграммы с учетом следующего порядка теории возмущений по  $\alpha_s$  приведены на Рис. 9 для процессов рождения  $c$ -кварков. Учет поправок  $\alpha_s$  (NLO, next-to-leading-order) обычно приводит к улучшению согласия теоретических расчетов с данными эксперимента. Поправки NNLO пропорциональны  $\alpha_s^{3/2}$ . При современной точности экспериментальных данных они не существенны.

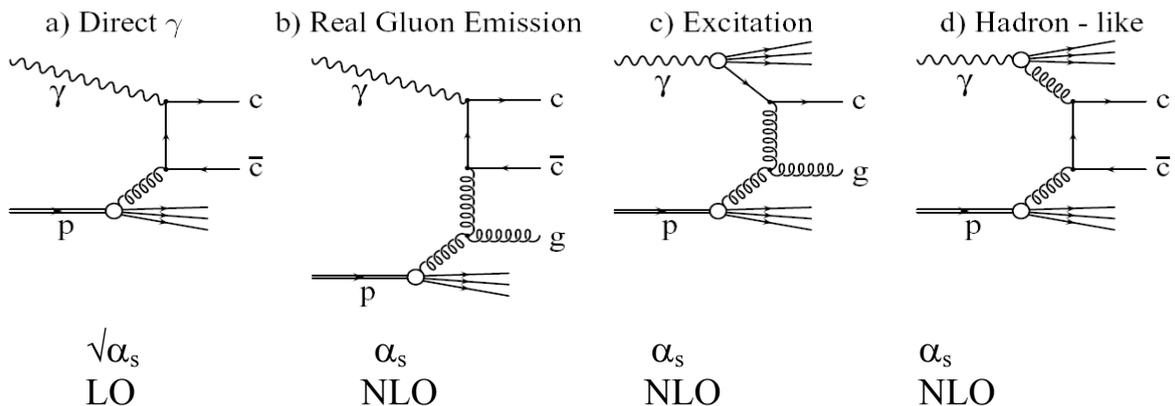


Рис. 9.

Сечения образования фотонами частиц, содержащих тяжелые кварки, обычно значительно ниже сечений рождения легких адронов, в состав которых входят кварки:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ . Так для процессов фоторождения ( $Q^2 \sim 0$ ) соотношение сечений свидетельствует о малых выходах реакций (1) [6]:

$$\sigma(uds) : \sigma(c) : \sigma(b) \sim 2000 : 200 : 1 \quad (3)$$

Поэтому основные результаты исследований по электророждению очаровательных и прелестных частиц были получены после модернизации коллайдера ГЕРА в 2002 году при интегральных светимостях более  $100 \text{ pb}^{-1}$ .

Для регистрации тяжелых мезонов используются адронный и электромагнитный калориметры, системы детектирования мюонов, трековые детекторы Н1 (Рис.10) и ЗЕВС, которые окружают камеру ускорителя вблизи соответствующих точек  $ep$ -столкновений.

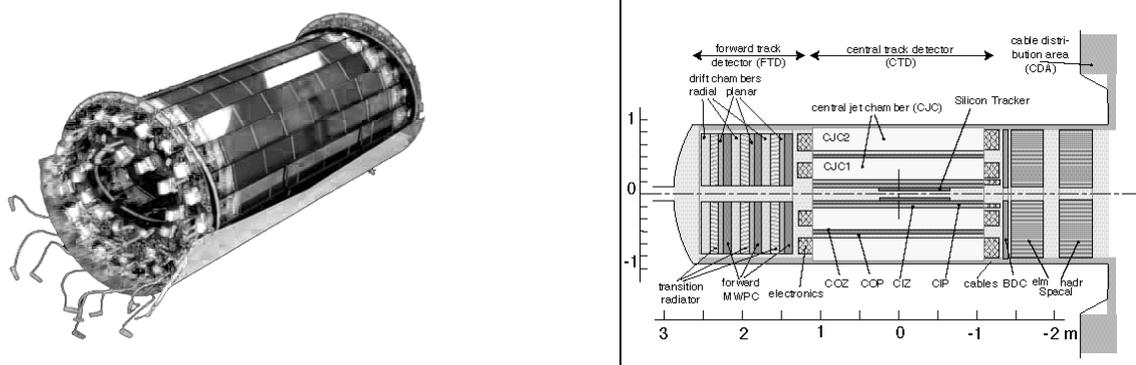


Рис. 10 Центральный трековый детектор Н1 (фото и схема).

События электророждения очаровательных частиц можно выделять по каналу распада  $D^{*\pm}(2010)$ -мезона (в скобках указаны массы в МэВ):

$$D^{*\pm}(2010) \rightarrow D^0(1860) + \pi^{\pm}_{\text{slow}} \rightarrow K^{-} + \pi^{\pm} + \pi^{\pm}_{\text{slow}}. \quad (4)$$

Этот канал распада надежно идентифицируется, так как в конечном состоянии имеется три заряженных частицы. Рис. 11 иллюстрирует схематическое изображение этого процесса в трековом детекторе. На Рис.12 приведено распре-

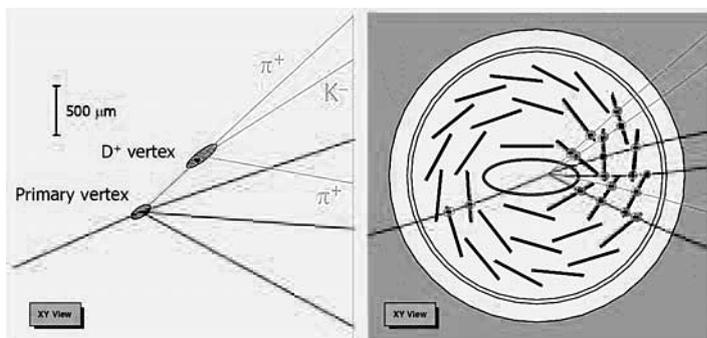


Рис. 11.

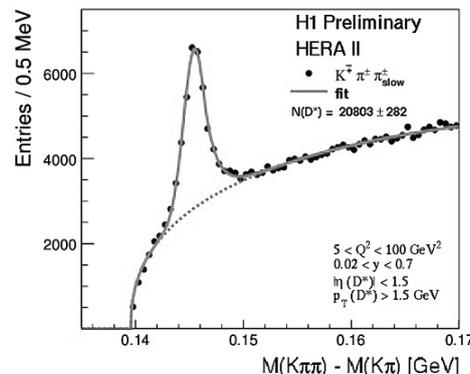
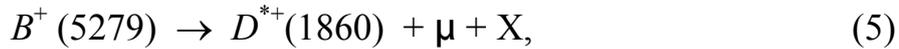


Рис.12

деление по  $M(K\pi_{\text{slow}}) - M(K\pi)$  зарегистрированных событий образования частиц конечного состояния, четко выделяющее процессы рождения очаровательных мезонов и позволяющее определить сечение их рождения.

Характерные времена жизни обсуждаемых частиц ( $\tau \sim 10^{-12}$  sec.) дают возможность идентифицировать их по временам жизни или по пробегам в трековом детекторе. Например события рождения прелестного мезона  $B^+(5279)$  можно зарегистрировать по его характерному распаду



который выглядит в трековом детекторе так, как это показано на (Рис. 13).

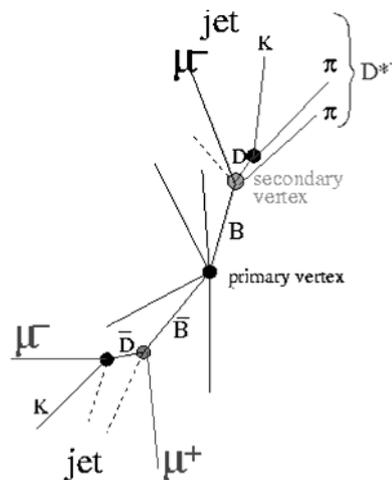


Рис. 13

Пробеги  $D$  и  $B$ -мезонов составляют соответственно  $\sigma(D^{*+}) \sim 120 \mu\text{m}$  и  $\sigma(B^+) \sim 450 \mu\text{m}$ . Используются и другие способы выделения рассматриваемых событий (мечение по лептонным распадам и т.д.).

В публикации [7] (Н1) приведены результаты исследования реакций электророждения мезонов  $D^{*\pm}(2010) \{I(J^P)=1/2(0^-)\}$  и  $B^\pm(5279) \{I(J^P)=1/2(0^-)\}$  при экстремальных параметрах жесткости процессов:

$$6 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 40 \text{ GeV}^2, \quad 6 \text{ GeV} < E_T^{\text{jet}} < 40 \text{ GeV}, \quad \Delta m \sim (3 - 9.5) \text{ GeV} \quad (6).$$

Были измерены сечения реакций (1) при полной энергии  $s^{1/2}=319 \text{ GeV}$  для области псевдобыстрот вылета струй адронов  $-1.0 < \eta^{\text{jet}} < 1.5$  ( $\eta = -\ln \text{tg}\theta/2$ ,  $\theta$ -угол вылета струи) и коэффициентов неупругости  $0.07 < y < 0.625$ . Наблюдалось 1-2 струи адронов. Для распознавания струй, содержащих  $c$  и  $b$  кварки, определялись времена жизни соответствующих мезонов по их пробегам в трековом детекторе. Работа была выполнена при общей набранной светимости  $ep$ -столкновений  $L(e^-)+L(e^+)=185\text{pb}^{-1}$ . Результаты измерения дифференциальных сечений в лабораторной системе  $d\sigma/dE_T^{\text{jet}}$ ,  $d\sigma/d\eta^{\text{jet}}$ ,  $d\sigma/dQ^2$  для образования  $D^*(2010)$ -мезонов представлены на Рис. 14 (a,b,c), а для рождения  $B(5279)$ -мезонов – на Рис. 15 (a,b,c).

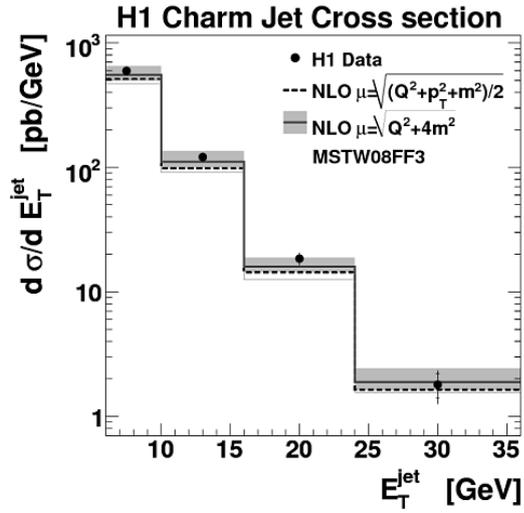


Рис. 14a

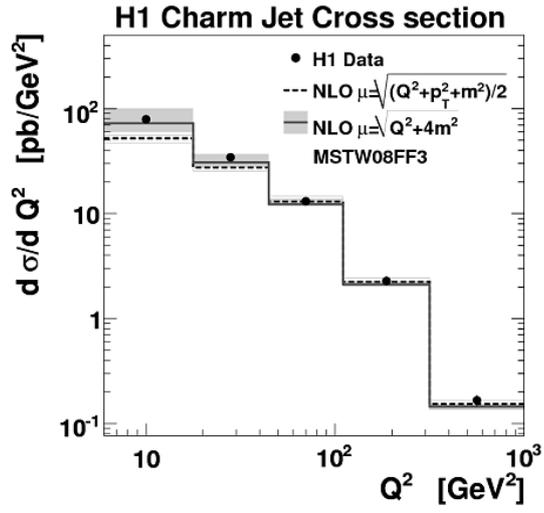


Рис. 14b

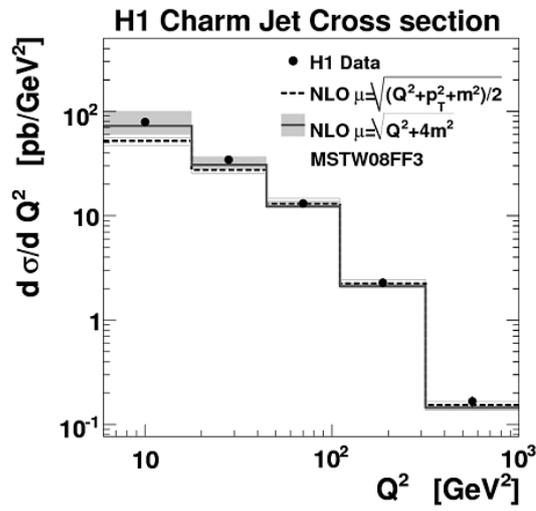


Рис. 14c

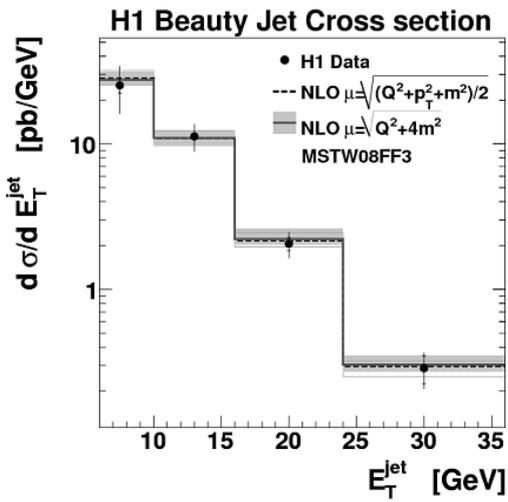


Рис. 15a

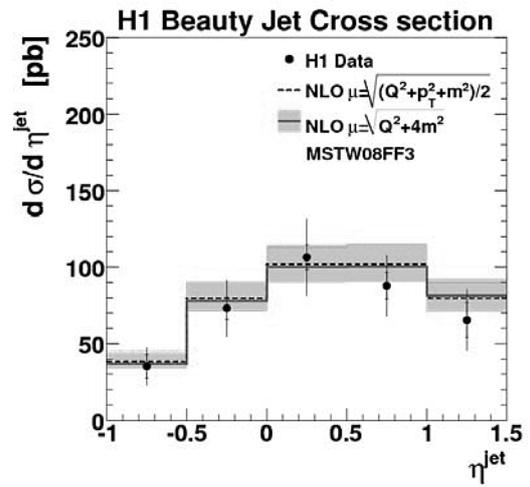


Рис. 15b

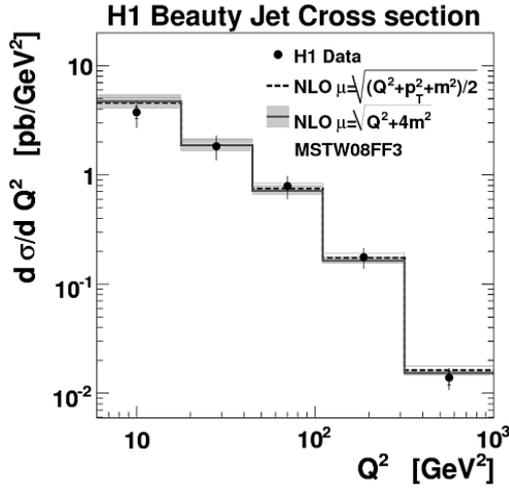


Рис. 15с

Из приведенных данных видно, что точности измерения сечений образования очаровательных частиц лучше, чем прелестных. Это обусловлено значительно меньшими сечениями электророждения последних (3). На Рис.14-15 показаны результаты предсказаний КХД, полученные в NLO-приближении теории возмущений (сплошные линии). Видно, что имеет место хорошее согласие данных с результатами расчетов. Измеренные интегральные сечения  $\sigma_{\text{tot}}(c)$  и  $\sigma_{\text{tot}}(b)$  (Таблица 1) также согласуются с теоретическими предсказаниями.

Таблица I.

|                          | ЭСПЕРИМЕНТ               | ТЕОРИЯ         |
|--------------------------|--------------------------|----------------|
| $\sigma_{\text{tot}}(c)$ | $3290 \pm 50 \pm 260$ pb | 3020 – 2550 pb |
| $\sigma_{\text{tot}}(b)$ | $189 \pm 9 \pm 42$ pb    | 180 – 200 pb   |

Изучение жестких процессов (1) при  $Q^2 > 20$  ГэВ<sup>2</sup> путем регистрации  $\mu$ -мезонов распада тяжелых мезонов было проведено коллаборацией ЗЕВС [8] при полной энергии  $ep$ -столкновений 318 ГэВ и интегральной светимости  $L=126$  pb<sup>-1</sup>. Сечения были измерены для поперечных импульсов мюонов  $p_T^\mu > 1.5$  ГэВ, псевдо-быстрот вылета мюонов  $-1.6 < \eta^\mu < 2.3$ , коэффициентов неупругости  $0.01 < y < 2.3$ ,  $20 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 1000 \text{ ГэВ}^2$  и  $0.0003 < x < 0.1$ .

Полученные суммарные сечения составили

$$\sigma^c = 164 \pm 10(\text{stat.}) \pm 30/-31(\text{syst.}) \text{ pb}, \quad \sigma^b = 67 \pm 7(\text{stat.}) \pm 18/-11 \text{ pb.}$$

Сопоставление этих данных с предсказаниями NLO КХД расчетов

$$\sigma_{\text{th}}^c = 184 + 26/-40 \text{ pb}, \quad \sigma_{\text{th}}^b = 33 \pm 5(\text{stat.}) \text{ pb}$$

свидетельствует об удовлетворительном описании реакций электророждения тяжелых мезонов. Следует отметить, что некоторое отличие измеренных сечений рождения очаровательных мезонов от теоретических предсказаний не превышает двух стандартных отклонений.

Анализ данных позволил также определить с хорошей точностью структурные функции распределения  $c$  и  $b$ -кварков  $F_2^{cc}(x)$ ,  $F_2^{bb}(x)$  в протоне (см. Рис.16 [9] и Рис.17 [10], на которых приведены результаты и более поздних анализов ). Эти функции важны при анализе данных о других процессах, в том числе о реакциях  $pp$ -столкновений в большом адронном коллайдере.

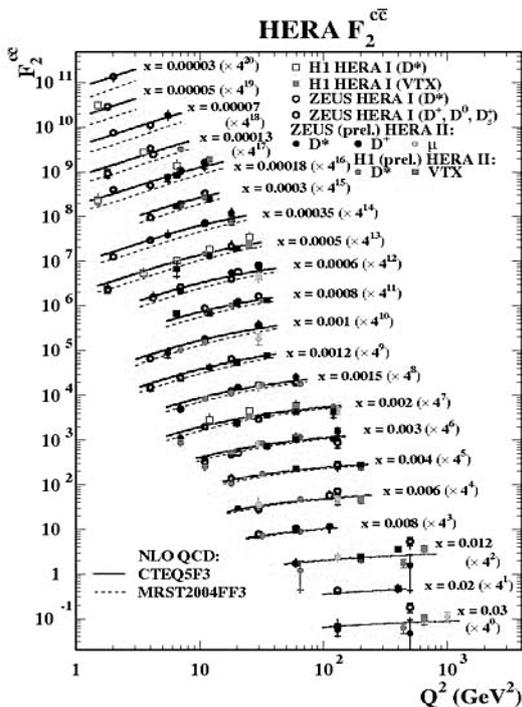


Рис. 16

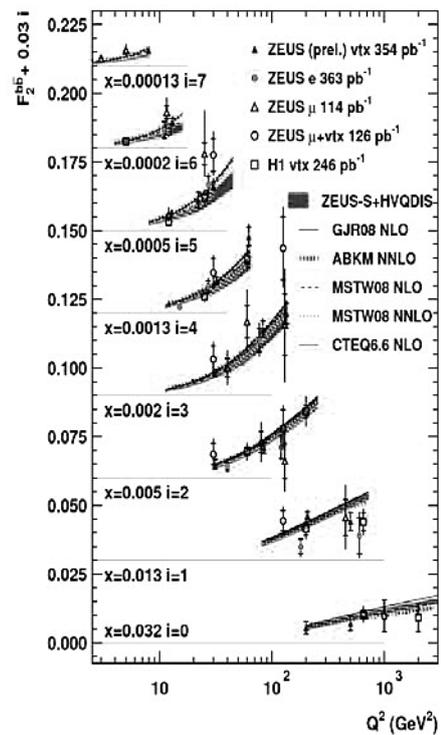


Рис. 17

Таким образом при изучении процессов электророждения тяжелых мезонов на протонах проведена уникальная по точностям и по числу параметров жесткости ( $Q^2 > 6-20$  GeV<sup>2</sup>,  $p_T^{jet} > 6$  GeV,  $\Delta m \sim 3-9.5$  GeV) проверка КХД. Показано, что результаты измерения сечений этих процессов согласуются с предсказаниями после учета NLO-поправок теории возмущений. Найдены структурные функции распределения  $c$  и  $b$ -кварков в протоне, которые необходимы для анализа результатов исследований других процессов с участием адронов.

К 2007 г. на коллайдере ГЕРА были накоплены уникальные данные по физике частиц, которые обрабатываются и после остановки коллайдера в июне 2007 г.

## Список литературы.

1. G.Hansen et al. Phys.Rev.Let. 35 (1975) 1609
2. Ф.В.Ткачев ЭЧАЯ 33 (2002) 1177
3. F.D.Aaron et al. JHEP 01 (2010) 11/09
4. B.Anderson et al. Phys.Rep. 97 (1983), 31.
5. B.R.Weber Nucl.Phys. B238 (1984) 492
6. S.Miglioranzi Conf. Recontre de Moriond QCD (2007)
7. F.D.Aaron et al. Eur.Phys.J. C (2011) 71: 1509
8. S.Chekanov et al. Eur.Phys.J. C (2010) 65-79
9. S.Boutle, Conf. Recontre de Moriond QCD (2011)
10. A.Geizer, Talk at Intern.Worksh. DIS2011

Подписано в печать 18.02.2013 г.  
Формат 60x84/16. Заказ №6. Тираж 140 экз. П.л 1.  
Отпечатано в РИИС ФИАН с оригинал-макета заказчика  
119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. 499 783 3640