



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2013-117

На правах рукописи

УДК 539.12+539.125.4+539.1.07

КАПИШИН

Михаил Николаевич

ДИФРАКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ  
ЭЛЕКТРОН-ПРОТОННОМ РАССЕЙАНИИ  
НА КОЛЛАЙДЕРЕ **HERA**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна 2013

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий  
имени В.И. Векслера и А.М. Балдина  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

Гладилин Леонид Константинович,  
доктор физ.-мат. наук, заведующий  
лабораторией, НИИЯФ МГУ, г. Москва

Друцкой Алексей Георгиевич,  
доктор физ.-мат. наук, старший научный  
сотрудник, ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва

Киселев Александр Викторович,  
доктор физ.-мат. наук, главный научный  
сотрудник, ФГБУ ГНЦ РФ ИФВЭ, г. Протвино

Ведущая организация:

Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН,  
г. Москва

Защита состоится "....." .....2014 г. в .....-..... часов на заседании дис-  
сертационного совета Д 720.001.02 на базе Объединенного института ядер-  
ных исследований, г. Дубна Московской области, ОИЯИ, ЛФВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛФВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "21 ноября" .....2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физ.-мат. наук,  
старший научный сотрудник

 В.А. Аретьев

# 1 Общая характеристика работы

## 1.1 Актуальность темы

Настоящая диссертационная работа представляет экспериментальные результаты исследования дифракционных процессов в глубоконеупругом  $ep$  рассеянии, полученные в эксперименте H1 на коллайдере HERA (DESY, Germany). Данный тип событий впервые наблюдался в экспериментах H1 и ZEUS на коллайдере HERA в глубоконеупругом рассеянии (ГНР, deep inelastic scattering, DIS) в области малых величин переменной Бьеркена  $x \simeq 10^{-4}$ , недоступных в экспериментах на фиксированных мишенях. Объектом исследований являются инклюзивные реакции дифракционного обмена в ГНР, их анализ в рамках комбинированного подхода на основе феноменологии полюсов Редже и квантовой хромодинамики (КХД, quantum chromodynamics, QCD) для вычисления дифракционных функций распределения партонов (DPDF, diffractive parton distribution function, DPDF) в протоне. Исследования образования двух 'жестких' струй адронов в реакциях дифракционного обмена в ГНР позволили осуществить проверку универсальности DPDF для описания разных типов процессов ГНР. Полученные результаты в  $ep$  взаимодействиях являются уникальными, так как позволяют исследовать структуру дифракционного обмена в 'чистом' виде без влияния вторичных процессов мягких партон-партонных взаимодействий, характерных для реакций на  $pp$  и  $p\bar{p}$  коллайдерах.

## 1.2 Цель работы

Целью проведенных исследований является получение новых результатов по измерению сечения инклюзивных реакций в дифракционном ГНР с образованием лидирующего протона в конечном состоянии; анализ данных в рамках КХД для вычисления дифракционных функций распределения партонов в протоне в следующем-за-лидирующим порядке (next-to-leading order, NLO) вычислений; проверка универсальности DPDF для процессов образования двух 'жестких' струй адронов в дифракционном ГНР; проверка гипотезы о факторизации процессов дифракционного обмена в протонной вершине и глубоконеупругого рассеяния виртуального фотона на протоне; измерение параметров дифракционного обмена помероном, проверка универсальности траектории померона для процессов ГНР и мягких адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях.

### 1.3 Научная новизна работы

Экспериментальные условия коллайдера HERA позволили впервые зарегистрировать и исследовать дифракционные процессы в реакциях ГНР. Экспериментальные возможности установки H1 и, в частности, полученные данные со спектрометра лидирующих протонов позволили измерить сечения инклюзивных дифракционных процессов в ГНР в широкой кинематической области виртуальностей фотона  $Q^2$  ( $2 \leq Q^2 \leq 700 \text{ ГэВ}^2$ ), а также впервые измерить сечения образования двух 'жестких' струй адронов в дифракционных процессах ГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии. Полученные результаты были использованы для вычисления дифракционных функций распределения партонов в протоне в рамках КХД. Сечения образования двух 'жестких' струй адронов в дифракционных процессах ГНР были сопоставлены с предсказаниями КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений и показана универсальность DPDF для данных процессов. В работе обоснована применимость гипотезы о факторизации процессов дифракционного обмена в протонной вершине и глубококонепругого рассеяния виртуального фотона на партоне. Применение формализма Редже при анализе полученных результатов позволило вычислить параметры траектории померона, наклон которой в данном случае значительно меньше наклона траектории померона для адрон-адронных взаимодействий. Из сравнения сечений дифракционного ГНР с образованием в конечном состоянии лидирующего протона и образованием большого быстротного интервала (ББИ, large rapidity gap, LRG) между продуктами диссоциации протона и виртуального фотона сделан вывод об универсальности формы распределений по кинематическим переменным данных реакций и измерен вклад процессов диссоциации протона в сечение реакции с образованием LRG.

### 1.4 Научно-практическая значимость работы

Экспериментальные результаты исследования дифракционных процессов в глубококонепругом рассеянии, полученные на *ep* коллайдере HERA, являются уникальными и в течение длительного времени останутся единственным доступным источником для теоретических исследований с целью построения модели дифракционных взаимодействий. Дифракционные функции распределения партонов в протоне получены в виде параметризаций с учетом экспериментальных и модельных погрешностей и уже востребованы при проверке универсальности предсказаний КХД для описания процессов дифракционного образования 'жестких' струй адронов и тяжелых кварков в реакци-

ях фоторождения  $\gamma p$  на коллайдере HERA, а также в  $p\bar{p}$  взаимодействиях на коллайдере Tevatron и  $pp$  взаимодействиях на коллайдере LHC. Представленные результаты уже использованы при планировании новых экспериментов, например, в рамках проекта нового  $ep$  коллайдера LHCe. Полученные результаты позволяют существенно улучшить понимание структуры дифракционного обмена во взаимодействиях элементарных частиц при высоких энергиях и значительно продвинуться в построении модели дифракционных взаимодействий адронов. Представленные в диссертационной работе дифракционные функции распределения партонов в протоне уже используются в Монте Карло генераторах RAPGAP и PYTHIA.

### 1.5 Автор защищает следующие результаты:

1. Создан спектрометр лидирующих протонов установки H1 с координатными детекторами на основе сцинтилляционных волоконных годоскопов и позиционно-чувствительных фотоумножителей; разработана методика реконструкции импульсов лидирующих протонов;
2. Измерены сечения процессов дифракционного глубоконеупругого электрон - протонного рассеяния с лидирующим протоном в конечном состоянии в широком диапазоне виртуальностей фотона;
3. Измерены параметры наклона экспоненциальной зависимости сечения дифракционного глубоконеупругого рассеяния с лидирующим протоном в конечном состоянии от квадрата переданного 4-х импульса в протонной вершине в широком диапазоне виртуальностей фотона;
4. Предложен метод анализа экспериментальных данных по сечениям дифракционных процессов в глубоконеупругом электрон - протонном рассеянии в рамках модели полюсов Редже и вычислены параметры траектории померона в данных процессах;
5. Предложен метод анализа зависимости параметров траектории померона от виртуальности фотона, в результате применения которого подтверждена гипотеза о факторизации процессов в протонной вершине и фотон-партонного рассеяния;
6. Измерено отношение сечения дифракционного глубоконеупругого электрон - протонного рассеяния с образованием большого интервала по быстрой адронов к сечению процессов с образованием лидирующего протона и определен вклад процессов диссоциации протона в сечение

дифракционного глубоконеупругого рассеяния с образованием большого интервала по скорости адронов;

7. Предложен и применен комбинированный метод анализа данных по сечениям процессов дифракционного глубоконеупругого электрон- протонного рассеяния на основе эволюции партонов DGLAP в рамках КХД и феноменологии полюсов Редже. Определены дифракционные функции распределения партонов в протоне в следующем-за-лидирующим порядке вычислений КХД, оценены их экспериментальные и модельные погрешности и вычислены вклады глюона и синглета кварков в процессы дифракционного обмена;
8. Измерено отношение сечений дифракционного и инклюзивного глубоконеупругого электрон-протонного рассеяния; в результате сделан вывод о подобной структуре протона, которая проявляется в этих процессах;
9. Впервые измерено сечение образования 'жестких' струй адронов в дифракционном глубоконеупругом электрон- протонном рассеянии с лидирующим протоном в конечном состоянии;
10. Показана универсальность дифракционных функций распределения партонов в протоне, полученных в рамках эволюции DGLAP в следующем-за- лидирующим порядке вычислений КХД, для описания процессов дифракционного образования струй адронов в глубоконеупругом электрон- протонном рассеянии;
11. Показана применимость гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине для описания процессов образования струй адронов в глубоконеупругом рассеянии;
12. Проведено сравнение сечений образования струй адронов в дифракционном глубоконеупругом рассеянии с моделями лидирующего порядка вычислений КХД и показано, что модель составного померона описывает форму распределений, в то время как для получения абсолютных значений сечений необходимо учесть процессы следующего- за- лидирующим порядка вычислений КХД.

## 1.6 Достоверность результатов

Достоверность представленных в диссертации результатов подтверждается детальным рассмотрением систематических и модельных неопределенностей

результатов по сечениям дифракционных процессов в глубоконеупругом рассеянии и вычисленных дифракционных функций распределения партонов в протоне; сопоставимостью результатов по сечениям дифракционных процессов в глубоконеупругом рассеянии, полученных методом регистрации лидирующего протона и методом регистрации большого интервала по быстрой адронов; сравнением результатов измерений сечений, полученных в экспериментах H1 и ZEUS; широким применением полученных дифракционных функций распределения партонов в протоне при сравнении с другими экспериментальными данными и при моделировании новых экспериментов по глубоконеупругому рассеянию.

## 1.7 Апробация работы и публикации

Основные результаты, составляющие диссертационную работу, являются официальными результатами коллаборации H1. Они были представлены автором на международных конференциях:

47th Rencontres de Moriond: QCD and High Energy Interactions (La Thuile, Italy, 2012),

Low x workshop on deep inelastic scattering, diffraction, final states and related subjects, Lowx 2012, (Paphos, Cyprus, 2012),

Ringberg workshop: New Trends in HERA Physics 2011 (Ringberg Castle, Bavaria, Germany, 2011),

Low x workshop on deep inelastic scattering, diffraction, final states and related subjects, Lowx 2010, (Kavala, Greece, 2010),

18th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects: DIS 2010 (Florence, Italy, 2010),

17th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects: DIS 2009 (Madrid, Spain, 2009),

16th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects: DIS 2008 (London, England, 2008),

International Workshop on Diffraction in High Energy Physics: Diffraction 2008 (La Londe-les-Maures, France, 2008),

International Conference: HADRON STRUCTURE'07 (Modra-Harmonia, Slovakia, 2007),

33th International Conference on High Energy Physics: ICHEP 2006 (Moscow, Russia, 2006),

11th International Blois Conference on Elastic and Diffractive Scattering: Towards High Energy Frontiers (Chateau de Blois, Blois, France, 2005),  
32th International Conference on High Energy Physics: ICHEP 2004 (Beijing, China, 2004),  
12th International Workshop on Deep Inelastic Scattering: DIS 2004 (Strbske Pleso, Slovakia, 2004),  
10th International Blois Conference on Elastic and Diffractive Scattering, (Helsinki, Finland, 2003),  
37th Rencontres de Moriond: QCD and Hadronic Interactions (Les Arcs, France, 2002),  
16th International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory: QFTHEP 2001 (Moscow, Russia, 2001),  
7th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD: DIS 1999 (Zeuthen, Germany, 1999),  
HERA and the LHC: A Workshop on the Implications of HERA and LHC Physics (CERN-DESY, 2004-2005),

а также докладывались автором на рабочих совещаниях коллаборации H1 и научных семинарах Объединенного института ядерных исследований в г. Дубна.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1]- [24], в том числе в реферируемых научных журналах: European Physics Journal C, Nuclear Physics B, Nuclear Instruments & Methods, ЭЧАЯ.

## 1.8 Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, девяти глав, заключения и списка библиографии. Объем диссертации составляет 212 страниц, включая 85 рисунков, 10 таблиц и список библиографии из 225 наименований.

## 2 Содержание диссертации

### Введение

Во введении обоснована актуальность исследований дифракционных процессов в глубоконеупругом  $ep$  рассеянии; определена цель работы и сформулированы научная новизна и научно-практическая значимость работы. Во



введении также перечисляются основные результаты, которые выносятся на защиту, дается обоснование их достоверности и приводится список международных конференций, на которых эти результаты докладывались автором.

## 2.1 Дифракция и адрон-адронные взаимодействия

В первой главе дается краткое введение в теоретические подходы, применяемые при интерпретации экспериментальных данных по дифракции в адрон-адронных взаимодействиях, вводятся основные термины теории полюсов Редже, понятие траектории реджеона и траектории Померанчука (померона) для описания процессов упругого рассеяния и процессов диссоциации адронов при высоких энергиях.

## 2.2 Глубоконеупругое *ep* рассеяние

Во второй главе приводятся основные кинематические переменные для описания процессов глубоконеупругого рассеяния (ГНР), вводится понятие структурных функций протона и дается их интерпретация в рамках кварк-партоновой модели и теории сильных взаимодействий - квантовой хромодинамики (КХД). Далее вводится теорема КХД о коллинеарной факторизации и приводятся различные схемы эволюции партонов, используемые при интерпретации экспериментальных данных. В главе также указаны модели, которые связывают дифракционные процессы и процессы глубоконеупругого рассеяния. В заключение на примере диаграмм вводятся основные кинематические переменные для описания дифракционных процессов в глубоконеупругом рассеянии (ДГНР) и обсуждаются топологические особенности реакции.

Кинематические переменные, описывающие полуинклюзивный процесс ДГНР, приведены на Рис. 1а. Доля продольного импульса ( $x_{IP}$ ), переданная протоном в результате бесцветного обмена помероном  $IP$  и доля продольного импульса  $IP$ , переданная кварку, рассеянному на виртуальном фотоне ( $\beta$ ), связаны с масштабной переменной Бьеркена  $x$  соотношением:  $\beta x_{IP} = x$ . 'Виртуальность' фотона, определенная как отрицательная величина от квадрата его 4-х импульса,  $Q^2$ , является масштабом (шкалой) 'жесткости' процесса ГНР. В анализе процессов ГНР используется также переменная  $y$ , которая называется 'неупругостью' реакции и определяет долю импульса электрона, переданную виртуальному фотону в системе покоя протона. Переменные ГНР не являются независимыми и связаны соотношением:  $Q^2 = sxy$ ,

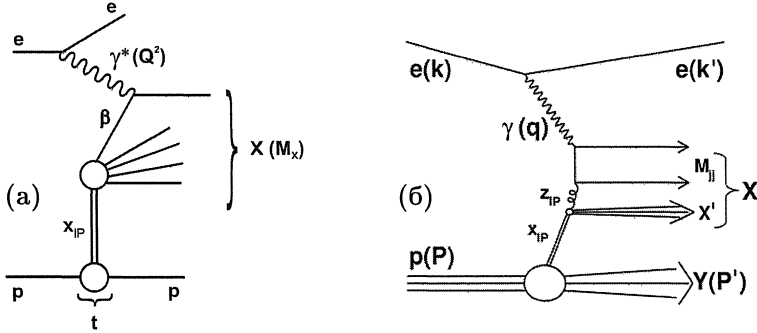


Рис. 1: Диаграммы лидирующего порядка: а)полуинклюзивной реакции дифракционного ГНР  $ep \rightarrow eXp$ ; б)реакции фотон-глюонного слияния  $ep \rightarrow ejjX'p$ .

где  $s$  представляет квадрат инвариантной массы системы  $ep$ . Переменная Мандельштама  $t$  определяет квадрат переданного 4-х импульса в протонной вершине. Переменная  $M_X$  определяет инвариантную массу адронной системы  $X$ . На Рис. 1б показана диаграмма процесса фотон-глюонного слияния  $ep \rightarrow ejjX'p$  с образованием двух струй адронов  $jj$  и лидирующего протона в конечном состоянии. Для характеристики процесса образования двух струй адронов вводится переменная  $z_{IP}$ , которая представляет долю импульса дифракционного обмена (померона  $IP$ ), переданную партону, участвующему в КХД эволюции и глубоконеупругом рассеянии. Для диаграммы лидирующего порядка кварк-партонной модели (КПМ), показанной на Рис. 1а, верно соотношение:  $z_{IP} = \beta$ . Для процессов порядка  $\alpha_s$  и выше, верно соотношение:  $0 < \beta < z_{IP}$ .

### 2.3 Эксперимент Н1

В третьей главе приводятся основные параметры электрон- протонного коллайдера HERA (Hadron Electron Ring Accelerator) и дано описание детекторов установки Н1, которые важны для исследования дифракционных процессов в глубоконеупругом  $ep$  рассеянии. Экспериментальные данные по ДГНР, которые анализируются в данной работе, получены на установке Н1 в  $ep$  взаимодействиях при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 301$  и  $319$  ГэВ в период между 1997 и 2007 гг..

Далее обсуждаются экспериментальные методы регистрации дифракционных процессов в глубоконеупругом  $ep$  рассеянии. Дифракционные процессы в ГНР характеризуются наличием в конечном состоянии лидирующего протона, несущего большую долю энергии протона пучка ( $E'_p/E_p > 90\%$ ),

или наличием большого быстротного интервала (ББИ, large rapidity gap, LRG) между лидирующим протоном (или продуктами диссоциации протона - системой  $Y$ ) и системой адронов  $X$  (Рис. 1). В первом методе рассеянный протон регистрируется в спектрометре лидирующих протонов (forward proton spectrometer, FPS) - системе трековых детекторов, установленных на расстоянии 60-90 м по направлению протонов от точки  $ep$  взаимодействия в установках H1 и ZEUS. Система магнитов ускорителя HERA отклоняет рассеянные протоны, что позволяет измерить их импульсы. Характеристики спектрометра лидирующих протонов FPS установки H1 описаны в работах [1, 3, 4, 22–24]. Во втором методе выделяются события, в которых отсутствуют высокоэнергичные адроны в большом интервале по псевдобыстроте в передней области установок H1 и ZEUS относительно направления пучка протонов [2, 5]. Вероятность возникновения большого интервала по псевдобыстроте  $\Delta\eta$  экспоненциально подавлена в недифракционных событиях. Это позволяет надежно идентифицировать дифракционные процессы, вероятность которых равномерно распределена по величине интервала  $\Delta\eta$ . В дифракционных процессах  $\Delta\eta \sim \ln 1/x_{IP}$  и требование LRG  $\Delta\eta$  выделяет события с малыми  $x_{IP} \lesssim 0.03$ . Метод LRG не позволяет идентифицировать события с большим  $x_{IP}$  и большой инвариантной массой  $M_X$ , т.к. примесь недифракционных событий увеличивается с ростом  $x_{IP}$  ( $M_X$ ).

Метод большого быстротного интервала дает значительно большую статистику дифракционных событий, чем метод лидирующего протона, который ограничен малым акцептансом спектрометра FPS. Однако события с LRG включают процессы дифракционной диссоциации протона в состоянии с малой массой  $M_Y$ , вклад которых ( $\sim 20\%$ ) невозможно понизить из-за ограничений акцептанса экспериментальных установок H1 и ZEUS в передней области по быстроте. Основными источниками систематических погрешностей в методе LRG являются нерегистрация лидирующего протона, вклад фоновых недифракционных процессов и шумов детектора, которые подавляют LRG. В методе LRG невозможно измерение величины  $t$  для инклюзивных процессов ДГНР, поэтому измеренные сечения интегрированы по  $t$  в области  $|t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ . Систематические погрешности метода лидирующего протона определяются неопределенностями положения детекторов FPS относительно пучка протонов и неопределенностями магнитной оптики ускорителя HERA, а также малым акцептансом FPS. К преимуществам этого метода можно отнести прямое измерение величин  $x_{IP}$  и  $t$  по энергии и поперечному импульсу лидирующего протона. Горизонтальные регистрирующие станции спектрометра H1 FPS чувствительны к процессам ДГНР в более широкой области  $x_{IP} \lesssim 0.1$  по сравнению с областью измерения методом LRG. В этой об-

ласти возможно измерение процессов обмена помероном, а также вклада в сечение процессов обмена реджеоном, которые подавлены в области малых  $x_{IP}$ . В процессах ДГНР, измеренных с помощью горизонтальных детекторов спектрометра FPS, очень мал вклад процессов диссоциации протона. Методы измерения дифракции в ГНР с помощью методов LRG и FPS имеют разные источники систематических погрешностей и, таким образом, дают дополнительную проверку точности измерений.

Далее в главе описывается метод регистрации лидирующих протонов в спектрометре FPS установки H1. Протоны, рассеянные в  $ep$  взаимодействии на углы  $\lesssim 1$  мрад, отклонялись пучковыми магнитами коллайдера HERA на расстояние нескольких сантиметров от центральной орбиты протонного пучка и регистрировались системой детекторов, установленных вблизи пучка протонов с помощью подвижных станций, так называемых Roman Pots. Каждая подвижная станция спектрометра FPS [24] содержала четыре координатные плоскости сцинтиляционных фиберных детекторов, которые вместе измеряли две ортогональные координаты пересечения трека рассеянного протона в плоскости  $(x, y)$ . Свет с сцинтиляционных фиберов собирался на многоканальные позиционно-чувствительные фотоумножители (ПЧФУ, position sensitive photomultipliers, PSPM). Координаты расположения пучковых магнитов, а также известные значения магнитного поля в магнитах, позволяли восстанавливать импульс и угол рассеяния лидирующего протона в точке  $ep$  взаимодействия. В главе приводятся аксептанс спектрометра FPS и эффективность реконструкции треков, описывается метод калибровки положения детекторов относительно пучка протонов и метод реконструкции импульса рассеянного протона, приводятся оценки разрешения спектрометра и систематических погрешностей измерений.

Данные FPS HERA I были накоплены в эксперименте H1 в  $e^+p$  взаимодействиях в течение 1999 и 2000 гг. Данные HERA II с лидирующим протоном, зарегистрированным в спектрометре FPS, были получены в  $e^-p$  и  $e^+p$  взаимодействиях после модернизации коллайдера HERA и установки H1 в период с 2005 по 2007 гг. Разрешение FPS по энергии рассеянного протона составляет  $\sim 5$  ГэВ. Разрешение по компонентам поперечного импульса рассеянного протона составляет  $\sim 40(50)$  МэВ для  $p_x$  и  $\sim 100(150)$  МэВ для  $p_y$ , соответственно, для данных FPS HERA I (HERA II). Основной вклад в разрешение спектрометра FPS дает разброс протонного пучка по поперечному импульсу в точке взаимодействия. Разрешение спектрометра по квадрату переданного 4-х импульса в протонной вершине  $t$  для данных FPS HERA I изменяется от  $0.04$  ГэВ<sup>2</sup> при  $|t| = 0.08$  ГэВ<sup>2</sup> до  $0.08$  ГэВ<sup>2</sup> при  $|t| = 0.5$  ГэВ<sup>2</sup>. Соответствующее разрешение по  $t$  для данных FPS HERA II изменя-

ется от  $0.06 \text{ ГэВ}^2$  при  $|t| = 0.1 \text{ ГэВ}^2$  до  $0.17 \text{ ГэВ}^2$  при  $|t| = 0.7 \text{ ГэВ}^2$ . Разница в разрешении определяется большим разбросом пучка протонов по  $p_x$  и  $p_y$  в период HERA II. В период HERA II статистика реконструированных событий ДГНР с лидирующим протоном составила  $\sim 69000$ , что в  $\sim 21$  раз больше по сравнению с периодом HERA I. Увеличение статистики стало возможным за счет увеличения светимости коллайдера HERA, акцептанса FPS, эффективности реконструкции треков в FPS, а также за счет большей операционной эффективности набора данных в результате применения более совершенной системы позиционирования и контроля детекторов FPS.

В заключение главы приводятся условия выделения событий методом LRG в центральных детекторах установки H1, даются оценки эффективности метода и вклада процессов диссоциации протона, определяется кинематическая область измерения по переменным  $M_Y$  и  $t$ .

## 2.4 Анализ экспериментальных данных и измерение сечения дифракционного глубоконеупругого $ep$ рассеяния

Данные FPS HERA I, используемые в анализе инклюзивных сечений процессов ДГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии, соответствуют интегральной светимости  $28.4 \text{ пб}^{-1}$ . Данные HERA II с лидирующим протоном, зарегистрированным в спектрометре FPS, используемые как для анализа инклюзивных сечений, так и сечений образования двух 'жестких' струй адронов в дифракционном ГНР, соответствуют интегральной светимости  $156.6 \text{ пб}^{-1}$ . В периоды FPS HERA I и FPS HERA II коллайдер HERA ускорял пучки  $e^\pm$  и протонов до энергий  $E_e = 27.6 \text{ ГэВ}$  и  $E_p = 920 \text{ ГэВ}$ , что определяло энергию в системе центра масс  $ep$  столкновений  $\sqrt{s} = 319 \text{ ГэВ}$ .

Для анализа процессов ДГНР с образованием LRG в конечном состоянии использовались разные наборы данных для разных областей измерений по  $Q^2$ . Для всех наборов данных коллайдер HERA работал в режиме позитрон-протонных столкновений. Для измерений в интервале  $3 < Q^2 < 13.5 \text{ ГэВ}^2$  применялись данные, набранные в 1997 г. с использованием триггера H1 minimum bias. В промежуточной области  $13.5 < Q^2 < 105 \text{ ГэВ}^2$  применялись основные данные, набранные в течение 1997 г.. В этих данных рассеянный позитрон реконструировался в электромагнитном SpaCal калориметре. В кинематической области  $Q^2 > 133 \text{ ГэВ}^2$  применялись данные, набранные в течение 1999-2000 гг.. В этих данных рассеянный позитрон регистрировался в LAg калориметре. Энергия пучка позитронов составляла  $E_e = 27.6 \text{ ГэВ}$ . Энергия пучка протонов составляла  $E_p = 820 \text{ ГэВ}$  в 1997 г. и  $E_p = 920 \text{ ГэВ}$

в период 1999-2000 гг., что определяло энергию в системе центра масс  $ep$  столкновений, соответственно,  $\sqrt{s} = 301$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 319$  ГэВ.

Далее описываются методы реконструкции кинематических переменных. Переменные ГНР  $y$ ,  $Q^2$ ,  $x$  определялись комбинированным методом, который в разных кинематических областях сводится к использованию полярного угла и энергии рассеянного электрона ('electron method') или двух полярных углов: рассеянного электрона и конечного адронного состояния ('double angle method'). Комбинированный метод позволяет надежно реконструировать кинематику ГНР в широкой области измерений по  $y$ .

Инвариантная масса  $M_X$  адронной системы  $X$  (Рис. 1а) связана с другими переменными ДГНР соотношениями:

$$\beta = Q^2/(Q^2 + M_X^2 - t) ; x_{IP} = (Q^2 + M_X^2 - t)/(Q^2 + W^2 - m_p^2) , \quad (1)$$

где  $W$  - энергия в системе центра масс реакции  $\gamma^*p$ ,  $m_p$  - масса протона. Переменные ГНР связаны соотношением:  $W^2 \simeq sy - Q^2$ . При анализе событий с LRG величины  $\beta$  и  $x_{IP}$  вычислялись согласно формулам 1. В реакциях, где с помощью спектрометра FPS измерены энергия и поперечный импульс лидирующего протона, переменные  $x_{IP}$  и  $\beta$  определяются следующим образом:

$$x_{IP} = 1 - E'_p/E_p ; \beta = x/x_{IP} \quad (2)$$

При использовании метода лидирующего протона в области малых  $x_{IP} \lesssim 0.01$ , переменная  $\beta$  реконструируется по формуле 1. Такой метод дает лучшую точность измерения.

Квадрат переданного 4-х импульса в протонной вершине  $t = (P - P')^2$  реконструируется по поперечному импульсу лидирующего протона  $p_t$  и переменной  $x_{IP}$  согласно формуле:

$$t = t_{min} - \frac{p_t^2}{1 - x_{IP}} ; t_{min} = -\frac{x_{IP}^2 m_p^2}{1 - x_{IP}} , \quad (3)$$

где  $|t_{min}|$  есть кинематически минимально доступное в реакции значение  $|t|$ .

Величина  $z_{IP}$ , определяемая для процессов образования двух струй адронов в ДГНР (Рис. 1б), связана с другими переменными ДГНР соотношением:

$$z_{IP} = \frac{Q^2 + M_{jj}^2}{Q^2 + M_X^2} , \quad (4)$$

где  $M_{jj}$  представляет собой эффективную массу двух струй адронов.

Далее в главе описываются критерии отбора событий ДГНР с лидирующим протоном или LRG в конечном состоянии, которые включают условия запуска (триггера) установки H1, критерии, налагаемые при реконструкции вершины взаимодействия, рассеянного электрона, лидирующего протона и кинематических переменных ГНР. Критерии отбора событий также включают применяемые ограничения для подавления фоновых недифракционных процессов и процессов фоторождения, а также фоновых событий в спектрометре FPS от гало пучка протонов. Реконструированные данные FPS HERA II содержали около 68200 событий в области промежуточных  $4 < Q^2 < 110$  ГэВ<sup>2</sup> и около 400 событий в области больших  $120 < Q^2 < 700$  ГэВ<sup>2</sup>. Реконструированные данные FPS HERA I содержали около 3300 событий в области  $2 < Q^2 < 50$  ГэВ<sup>2</sup>.

На данных FPS HERA II делалась выборка событий ДГНР с двумя струями адронов. Критерии отбора определялись областью по псевдобыстроте  $\eta = -\ln \tan \theta/2$  струи адронов, по поперечному импульсу струи  $P_T^*$  в системе центра масс  $\gamma^*p$  и по эффективной массе двух струй  $M_{jj}$ . Для реконструкции струй адронов использовался кластерный  $k_T$ -алгоритм, примененный в системе центра масс  $\gamma^*p$ . Для топологии событий с двумя струями в центральной области быстрот (ЦОБ) применялось ассиметричное требование на  $P_T^*$  для лидирующей и следующей- за-лидирующей струй адронов. Для топологии событий с одной струей в ЦОБ и одной струей в передней области быстрот (ПОБ) применялось ограничение на эффективную массу двух струй  $M_{jj}$ . Такие ограничения позволяют выделить кинематическую область, где КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений (next-to-leading order, NLO) дает надежные предсказания. Всего было зарегистрировано 581 событие с лидирующим протоном и двумя струями адронов в ЦОБ и 309 событий с одной струей в ЦОБ и одной струей в ПОБ.

В главе приводится оценка вклада фоновых событий, которые вычитались при определении сечения исследуемых процессов. Основной фон в событиях ДГНР с лидирующим протоном в FPS происходит от случайных совпадений по времени недифракционных событий, реконструированных в центральном детекторе H1, и рассеянных протонов из гало протонного пучка, зарегистрированных в FPS. После применения критериев отбора для выделения инклюзивных процессов ДГНР фон в FPS от гало пучка составил в период HERA II в среднем 13%. В период HERA I фоновые условия были более благоприятные и фон от гало пучка не превышал 7%.

Далее в главе описываются детали моделирования методом Монте Карло процессов ДГНР для определения поправок на разрешение и эффективность

установки H1, для расчета акцептанса и систематических погрешностей, для оценки примеси фоновых событий, для расчета вклада процессов КЭД излучения фотонов электроном с целью коррекции экспериментальных данных на эти эффекты. При анализе данных FPS HERA I для моделирования реакции  $ep \rightarrow eXp$  использовалась дипольная модель насыщения ('saturation' model), реализованная в генераторе событий RAPGAP. При анализе более поздних данных FPS HERA II для инклюзивных процессов и рождения двух 'жестких' струй адронов использовалась модель составного померона, реализованная в генераторе событий RAPGAP. В данной модели предполагалась факторизация процессов в протонной вершине и, наряду с лидирующим обменом помероном, учитывался также вторичный обмен реджеоном. Для описания потока и структуры померона использовалась параметризация 'H1 2006 Fit B' (глава 6). При анализе процессов ДГНР с образованием LRG в конечном состоянии комбинировались несколько моделей. Для генерации событий в области  $x_{IP} < 0.15$  использовалась модель составного померона. Для моделирования фоновых процессов недифракционного ГНР из области  $x_{IP} > 0.15$  и  $M_Y > 5$  ГэВ использовался генератор событий DJANGO. Процессы адронизации партонов моделировались, используя струнную модель Lund в версии, реализованной в программе PYTHIA. Отклик детекторов H1 детально моделировался, используя программу GEANT3. Моделированные события проходили через ту же цепочку анализа, что и для экспериментальных данных.

На Рис. 2 приведено сравнение данных FPS HERA II для событий ДГНР после вычитания фона с результатами моделирования таких событий генератором RAPGAP. Показаны распределения по переменным  $x_{IP}$ ,  $p_x$ ,  $p_y$  и  $|t|$ . Монте Карло моделирование воспроизводит распределения, реконструированные в спектрометре FPS, в пределах экспериментальных погрешностей.

Далее в главе описываются детали измерения дифференциального сечения дифракционных процессов ГНР. Экспериментальные распределения корректировались на акцептанс установки H1, величина которого определяется свойствами детектора и наложенными ограничениями на кинематические параметры событий. Для коррекции экспериментальных распределений на акцептанс установки использовался bin-by-bin метод, который предполагает использование только диагональных элементов в unfolding матрице. При определении величины интервала по кинематическим переменным требовалось, чтобы чистота выборки составляла не менее 70%, то есть соответствовала  $\sim 1\sigma$  разрешения по исследуемой переменной. Стабильность метода проверялась путем варьирования формы моделированных распределений по кинематическим переменным  $x_{IP}$ ,  $\beta$ ,  $Q^2$  и  $t$  и оценки модельных система-



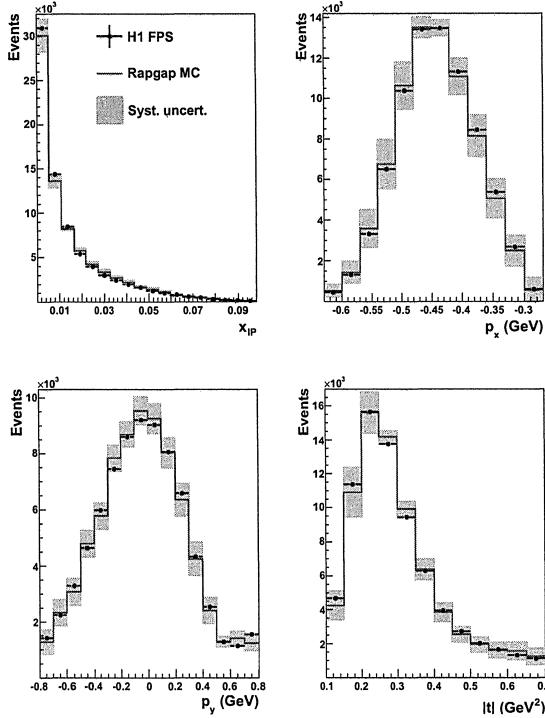


Рис. 2: Распределения событий ДГНР с лидирующим протоном, реконструированным в FPS, по а)  $x_{IP}$ , б)  $p_x$ , в)  $p_y$ , д)  $|t|$  (точки). Фон от гало пучка протонов вычтен из данных. Распределения Монте Карло событий RAPGAP показаны как гистограммы с окрашенными полосами, соответствующими экспериментальным систематическим погрешностям.

тических погрешностей измеренных сечений. Дифференциальное сечение в интервале конечного размера корректировалось к значению в центре интервала. При этом учитывался как размер интервала, так и ограничения фазового пространства, которые определяются наложенными кинематическими ограничениями при генерации событий. При вычислении сечения в Борновском приближении делались коррекции измеренных величин на эффекты КЭД излучения фотонов электроном используя программу HERACLES.

Сечения образования двух 'жестких' струй адронов в ДГНР определялись для процессов на уровне адронов, рожденных в  $ep$  взаимодействии. Предсказания КХД, полученные для процессов на партонном уровне, корректировались для перехода к процессам на уровне адронов с использованием двух моделей партонных ливней в Монте Карло генераторе RAPGAP. Для учета эффектов акцептанса и разрешения H1 по реконструированным пере-

менным применялась процедура матричного анфолдинга (unfolding) экспериментальных данных. Переменные  $\vec{x}_{true}$  для процессов, определенных на уровне адронов, восстанавливались из измеренных в эксперименте переменных  $\vec{y}_{rec}$  с использованием соотношения  $\mathbf{A}\vec{x}_{true} = \vec{y}_{rec}$ . Здесь  $\mathbf{A}$  - unfolding матрица, полученная из результатов Монте Карло моделирования, которая учитывает разрешение и аксептанс установки H1.

При измерении сечений ДГНР с лидирующим протоном были учтены систематические погрешности из следующих источников: погрешности при восстановлении энергии и компонентов поперечного импульса лидирующего протона; неопределенности в измерении энергии и полярного угла рассеянного электрона; систематические погрешности при восстановлении энергии конечного адронного состояния; модельная зависимость аксептанса при варьировании формы моделированных распределений по переменным  $x_{IP}$ ,  $\beta$ ,  $Q^2$  и  $t$ ; модельная зависимость при коррекции сечения к значению в центре интервала. В анализе также учитывались неопределенности, связанные с вычитанием фона от гало пучка протонов, процессов фоторождения и диссоциации протона; систематическая погрешность при реконструкции вершины события; неопределенности нормировки сечения, обусловленные эффективностью триггера, эффективностью восстановления трека протона в спектрометре FPS, погрешностью измерения интегральной светимости эксперимента H1, погрешностью экстраполяции сечения из области измерения спектрометром FPS в область  $|t_{min}| < |t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Полные систематические погрешности измерения сечений получены путем суммирования в квадрате все вкладов, кроме неопределенности нормировки, что приводит к средней погрешности для данных FPS HERA II в 8%. Дополнительная неопределенность нормировки сечения составляет 4.3% для области измерений  $0.1 < |t| < 0.7 \text{ ГэВ}^2$  и 6% для сечения, экстраполированного в область  $|t_{min}| < |t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ . Полная экспериментальная погрешность сечения представляет квадратичную сумму статистической, систематической и нормировочной погрешностей измерений и для наиболее точных измерений составляет  $\sim 10\%$ . Статистические погрешности измеренных сечений, а также систематические погрешности от каждого источника для всех измеренных интервалов по кинематическим переменным для данных FPS HERA II приведены в работе [3], а также на web-site [27].

Статистические и систематические погрешности сечений для всех измеренных интервалов по кинематическим переменным на данных FPS HERA I приведены в работе [1]. Полные систематические погрешности сечений дифракционного ГНР, измеренных на данных FPS HERA I, составляют 12%

для области измерений  $0.08 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$  и 13% для сечения, экстраполированного в область  $|t_{min}| < |t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ . Дополнительная неопределенность нормировки сечения определялась в основном погрешностью в определении эффективности реконструкции трека лидирующего протона и составила 10.1%.

Систематические погрешности и погрешности нормировки сечения образования двух 'жестких' струй адронов составили, соответственно, 11%(7%) для топологии событий с двумя струями в ЦОБ и 17%(6.2%) для топологии событий с одной струей в ЦОБ и одной струей в ПОБ. Систематические погрешности при измерении сечения образования двух 'жестких' струй адронов от каждого источника приведены в работе [4].

Систематические погрешности сечений процессов ДГНР с образованием LRG, измеренных на данных HERA I, включали неопределенности в измерении энергии и полярного угла рассеянного электрона в калориметрах SpaCal и LAr, а также неопределенности калибровки детектора H1 при измерении энергии адронов. Также учитывались систематические погрешности при выделении LRG в конечном состоянии реакции, определяемые эффективностью передних детекторов установки H1. Систематические погрешности также учитывали модельную зависимость сечения, которая была оценена путем вариации формы моделированных распределений по переменным  $x_{IP}$ ,  $\beta$ ,  $t$  и  $Q^2$ . При оценке модельной зависимости сечения также варьировался относительный вклад процессов обмена реджеоном, вклад фоновых недифракционных процессов из области больших  $x_{IP}$  и  $M_U$  и вклад фоновых процессов фоторождения. Статистические погрешности сечений ДГНР с образованием LRG, измеренных на данных HERA I, а также систематические погрешности от каждого источника для всех измеренных интервалов по кинематическим переменным приведены в работе [2], а также на web-site [25].

## 2.5 Сечение $\sigma_r^{D(4)}$ дифракционного глубоконеупругого $ep$ рассеяния и проверка гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине

Пятая глава содержит результаты изучения реакции  $ep \rightarrow eXp$  в терминах дифференциального сечения дифракционного глубоконеупругого  $ep$  рассеяния (ДГНР) по переменной  $t$  и приведенного сечения  $\sigma_r^{D(4)}$ , полученные с помощью спектрометра лидирующих протонов FPS установки H1 и опубликованные в работах [1, 3] и трудах конференций [10]- [15].

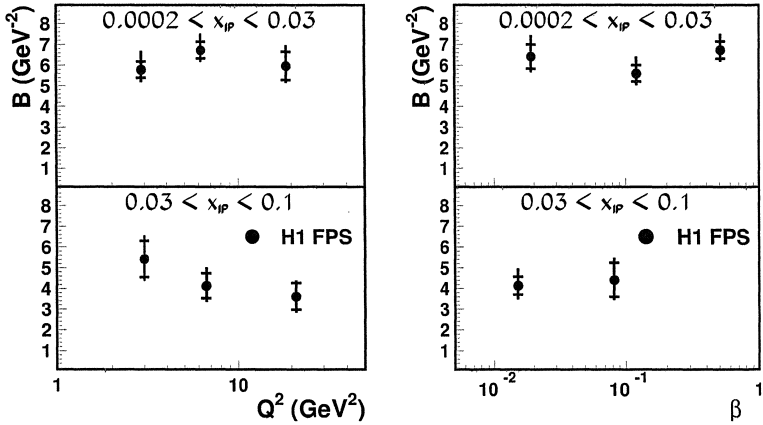


Рис. 3: Параметр наклона  $B$  для экспоненциальной зависимости дифференциального сечения от  $t$ , измеренный на данных FPS HERA I для разных интервалов по  $Q^2$ ,  $\beta$  и  $x_{IP}$ .

Из анализа зависимости дифференциального сечения дифракционного глубоконеупругого рассеяния  $d\sigma/dt \propto \exp(Bt)$  измерен параметр наклона  $B$  для разных интервалов по переменным  $Q^2$ ,  $\beta$  и  $x_{IP}$  [1, 3]. Получено, что для фиксированного значения  $x_{IP}$  параметр  $B$  не зависит в пределах погрешностей измерений от величин  $Q^2$  и  $\beta$ , характеризующих процесс ГНР. Это видно на Рис. 3 на примере данных H1 FPS HERA I. Аналогичный вывод сделан на основании данных с лидирующим протоном, полученных в эксперименте H1 в период HERA II, а также результатов эксперимента ZEUS. На Рис. 4 приведен параметр наклона  $B$  для экспоненциальной зависимости сечения от  $t$ , показанный как функция  $x_{IP}$ . Результат получен для данных FPS HERA I и FPS HERA II, усредненных по переменным  $Q^2$  и  $\beta$ . Приведено

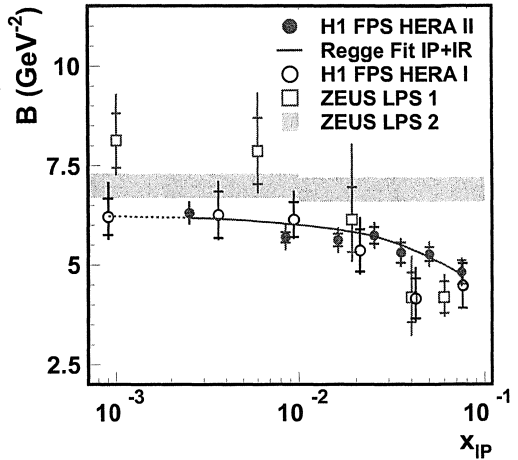


Рис. 4: Параметр наклона  $B$  для экспоненциальной зависимости дифференциального сечения от  $t$ , измеренный на данных FPS HERA I и FPS HERA II как функция  $x_{IP}$  и усредненный по переменным  $Q^2$  и  $\beta$ . Приведены также результаты эксперимента ZEUS. Сплошная линия представляет результат феноменологического фита Редже для данных H1 FPS HERA II, который учитывает обмен помероном  $IP$  и реджеоном  $IR$ .

результатов эксперимента ZEUS. На Рис. 4 приведен параметр наклона  $B$  для экспоненциальной зависимости сечения от  $t$ , показанный как функция  $x_{IP}$ . Результат получен для данных FPS HERA I и FPS HERA II, усредненных по переменным  $Q^2$  и  $\beta$ . Приведено

также сравнение с результатами эксперимента ZEUS. В эксперименте H1 получено, что в области малых  $x_{IP} \lesssim 0.03$ , где доминирует обмен помероном, параметр наклона  $B \simeq 6 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Это значительно меньше, чем величина, измеренная в периферических адрон-адронных взаимодействиях и согласуется с величиной, измеренной в процессах эксклюзивного рождения векторных мезонов в ГНР  $ep \rightarrow eVp$  и процессах фоторождения тяжелых векторных мезонов, масса которых задает шкалу 'жесткости' процесса. При  $x_{IP} \gtrsim 0.05$ , где значителен вклад обмена реджеоном, наблюдается уменьшение параметра наклона до  $B \simeq 5 \text{ ГэВ}^{-2}$ , что соответствует  $\gamma^*p$  рассеянию на расстоянии зарядового радиуса протона. Более ранние данные эксперимента ZEUS согласуются в пределах погрешностей с результатами H1 в области  $x_{IP} \gtrsim 0.05$ . Последние результаты эксперимента ZEUS соответствуют несколько большему значению  $B \simeq 7 \text{ ГэВ}^{-2}$ , которое не зависит от переменных  $Q^2$ ,  $M_X$  и  $x_{IP}$ .

Приведенное сечение  $\sigma_r^{D(4)}$  связано с измеряемым дифференциальным сечением по формуле:

$$\frac{d\sigma^{ep \rightarrow eXp}}{d\beta dQ^2 dx_{IP} dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4} \left[1 - y + \frac{y^2}{2}\right] \sigma_r^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t) \quad (5)$$

В приближении одно-фотонного обмена в области  $Q^2 \ll M_Z^2$  приведенное сечение определяется вкладом структурных функций  $F_2^D$  и  $F_L^D$ :

$$\sigma_r^{D(4)} = F_2^{D(4)} - \frac{y^2}{1 + (1 - y)^2} F_L^{D(4)} \quad (6)$$

Вклад в сечение процессов ГНР продольно поляризованных фотонов, который определяется структурной функцией  $F_L^D$ , подавлен в области  $y \lesssim 0.5$ . Измерение сечения  $\sigma_r^{D(4)}$  на данных HERA I (HERA II) проведено в кинематической области по виртуальности фотона  $2 < Q^2 < 50 \text{ ГэВ}^2$  ( $4 < Q^2 < 110 \text{ ГэВ}^2$ ), доле продольного импульса, переданной протоном в дифракционном обмене  $x_{IP} < 0.1$  и квадрату переданного 4-х импульса в протонной вершине  $0.08 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$  ( $0.1 < |t| < 0.7 \text{ ГэВ}^2$ ). Систематические погрешности измерений составляют в среднем 12% для данных HERA I и 8% для данных HERA II. Дополнительные погрешности нормировки сечений для данных HERA I (HERA II) составляют 10.1% (4.8%).

Результат для приведенного сечения  $x_{IP}\sigma_r^{D(4)}$ , полученный на данных HERA II, показан на Рис. 5. Измеренные значения сечения, а также их статистические и систематические погрешности приведены в работе [3] и доступны на web-site [27]. Полная экспериментальная погрешность данных

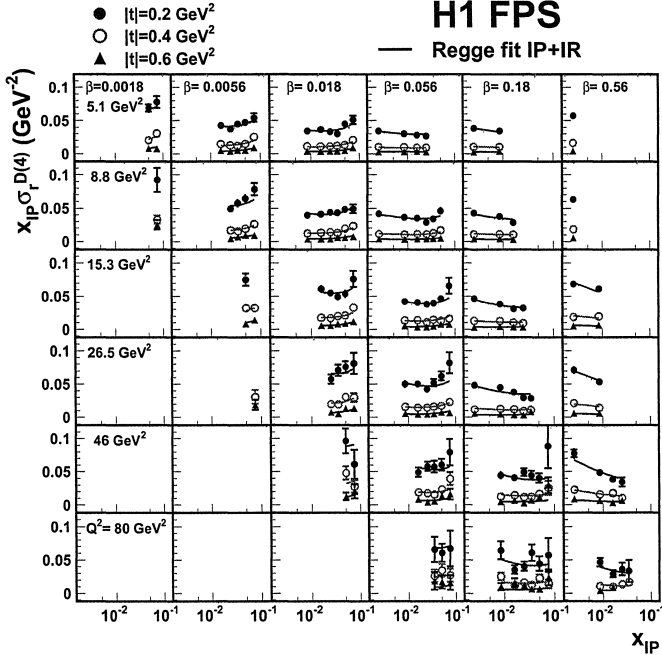


Рис. 5: Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(4)}$ , измеренное на данных FPS HERA II как функция  $x_{IP}$  для различных величин  $t$ ,  $\beta$  и  $Q^2$ . Отрезки ошибок представляют квадратичную сумму статистической и систематической погрешностей. Неопределенность нормировки сечения 4.3% не показана. Сплошные линии представляют результаты феноменологического фита Редже, который включает обмен помероном  $IP$  и реджеоном  $IR$ .

FPS HERA II по  $\sigma_r^{D(4)}$ , которая представляет собой квадратичную сумму статистической, систематической погрешностей и неопределенности нормировки сечения, составляет 10% для наиболее точных измерений. Данные FPS HERA II по  $\sigma_r^{D(4)}$  получены в более широкой кинематической области и включают измерения при меньших  $\beta$  и больших  $Q^2$  по сравнению с более ранними измерениями FPS HERA I и данными эксперимента ZEUS. Сечения, полученные на данных FPS HERA II, имеют меньшие экспериментальные погрешности.

Данные H1 FPS по  $\sigma_r^{D(4)}$  [1, 3] были интерпретированы в рамках феноменологии полюсов Редже. Для этого структурная функция  $F_2^D$  параметризовалась выражением:

$$F_2^{D(4)} = f_{IP}(x_{IP}, t) \cdot F_{IP}(\beta, Q^2) + n_{IR} \cdot f_{IR}(x_{IP}, t) \cdot F_{IR}(\beta, Q^2); \quad (7)$$

$$f_{IP,IR}(x_{IP}, t) = A_{IP,IR} \cdot \frac{e^{B_{IP,IR}t}}{x_{IP}^{2\alpha_{IP,IR}(t)-1}}, \quad (8)$$

которое предполагает факторизацию зависимости  $F_2^D$  по переменным  $x_{IP}$  и  $t$  и зависимости по переменным ГНР  $\beta$  и  $Q^2$ , отдельно для процессов обмена помероном и реджеоном. Величины  $f_{IP}$  и  $f_{IR}$  определяют потоки обмена помероном  $IP$ , который доминирует в области  $x_{IP} \lesssim 0.03$ , и обмена реджеоном  $IR$ , который является вторичным по величине, но дает заметный вклад при  $x_{IP} \gtrsim 0.05$ . Потоки  $f_{IP}$  и  $f_{IR}$  задаются параметризацией в рамках феноменологии полюсов Редже. Так как процессы в протонной вершине характеризуются переменными  $x_{IP}$  и  $t$ , а фотон-партонное рассеяние, соответственно, переменными  $\beta$  и  $Q^2$ , то предполагаемая в анализе универсальность форм распределений сечений по переменным  $x_{IP}$  и  $t$ , независимо от переменных ГНР, называется еще гипотезой о факторизации процессов в протонной вершине. В качестве  $F_{IR}(\beta, Q^2)$  использовалась теоретическая параметризация Owens для структурной функции  $\pi$ -мезона. В фите также фиксировались параметры потока реджеона  $f_{IR}$ . Их выбор соответствовал наилучшей параметризации наклона экспоненциальной зависимости дифференциального сечения по  $t$  при разных значениях  $x_{IP}$ , полученного на данных FPS HERA I. Нормировка сечения при фиксированных  $\beta$  и  $Q^2$  задавалась через свободные параметры фита  $F_{IP}(\beta, Q^2)$ . Небольшой вклад структурной функции  $F_L^D$  в измеренное приведенное сечение  $\sigma_r^{D(4)}$  оценен по формуле 6 согласно параметризации, полученной в работе [2]. Результаты фита данных FPS

Параметр	Значение
$\alpha_{IP}(0)$	$1.10 \pm 0.02$ (эксп.) $\pm 0.03$ (модель)
$\alpha'_{IP}$	$0.04 \pm 0.02$ (эксп.) $\pm \begin{smallmatrix} 0.08 \\ 0.06 \end{smallmatrix}$ (модель) ГэВ $^{-2}$
$B_{IP}$	$5.73 \pm 0.25$ (эксп.) $\pm \begin{smallmatrix} 0.80 \\ 0.90 \end{smallmatrix}$ (модель) ГэВ $^{-2}$
$n_{IR}$	$[0.87 \pm 0.10$ (эксп.) $\pm \begin{smallmatrix} 0.60 \\ 0.40 \end{smallmatrix}$ (модель)] $\cdot 10^{-3}$

Таблица 1: Результаты фита данных FPS HERA II по  $\sigma_r^{D(4)}$  в рамках феноменологии полюсов Редже. Экспериментальная погрешность представляет квадратичную сумму статистической и систематической погрешностей. Модельная погрешность определена путем вариации фиксированных параметров фита.

HERA II по  $\sigma_r^{D(4)}$  по формуле 7 приведены в таблице 1. В результате фита зависимости сечения по переменным  $x_{IP}$  и  $t$  извлечены параметры траектории померона  $\alpha_{IP}(t) = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP}t$ . Фит дает  $\chi^2/ndf = 273/289$  с учетом статистических и некоррелированных систематических погрешностей. Вклад в сечение процессов обмена реджеоном  $IR$  зависит от  $x_{IP}$  и достигает 50% при  $x_{IP} = 0.075$ . Пересечение траектории померона  $IP$  с  $t = 0$  (intercept, интерсепт)  $\alpha_{IP}(0) = 1.10 \pm 0.02$ (эксп.) $\pm 0.03$ (модель) согласуется в пределах погрешностей измерений с величиной  $\alpha_{IP}(0) \simeq 1.08$ , измеренной в мягких

адрон-адронных взаимодействиях. Результат, полученный для  $\alpha_{IP}(0)$ , также согласуется с данными H1 в дифракционных процессах с образованием LRG в конечном состоянии [2] и результатами эксперимента ZEUS. В рамках феноменологии полюсов Редже интересепт померона  $\alpha_{IP}(0)$  определяет степень роста полного сечения  $\gamma^*p$  взаимодействия с энергией:  $\sigma_{tot}(\gamma^*p) \propto W^{2\alpha_{IP}(0)-2}$ . Согласно формуле 8 параметр  $\alpha_{IP}(0)$  также определяет рост приведенного сечения  $x_{IP}\sigma_r^{D(4)}$  при малых  $x_{IP}$ , как видно на Рис. 5.

Полученный наклон траектории померона  $\alpha'_{IP}$  сопоставим с нулем и значительно меньше, чем величина  $\alpha'_{IP} \simeq 0.25 \text{ ГэВ}^{-2}$ , измеренная в мягких адрон-адронных взаимодействиях. Близкий результат для  $\alpha'_{IP}$  получен также в анализе данных FPS HERA I и в эксперименте ZEUS. В рамках феноменологии полюсов Редже наклон линейной траектории померона  $\alpha'_{IP}$  определяет сжатие (shrinkage) дифракционного конуса с уменьшением  $x_{IP}$  согласно формуле:  $B(x_{IP}) = B_{IP} - 2\alpha'_{IP} \ln x_{IP}$ . Это соответствует росту параметра  $B$  с энергией в системе центра масс реакции  $W$ , так как  $x_{IP} \propto 1/W^2$  согласно формуле 1. Малое значение  $\alpha'_{IP} \sim 0$  предсказывается в моделях пертурбативного померона, а также в рамках эволюции партонов ВФКЛ. Результаты анализа сечений образования векторных мезонов в экспериментах H1 и ZEUS также дают меньшие значения  $\alpha'_{IP}$ , чем величина  $0.25 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Для проверки гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине, фит данных по  $\sigma_r^{D(4)}$  с использованием параметризации Редже по формуле 7 был выполнен отдельно для трех областей по  $Q^2$ . Результаты анализа приведены на Рис. 6, откуда получено, что в пределах  $1.5\sigma$  погрешностей измерений параметры  $\alpha_{IP}(0)$ ,  $\alpha'_{IP}$  и  $B_{IP}$  не зависят от  $Q^2$ .

В результате анализа получено, что параметры траектории померона и наклон экспоненциальной зависимости дифференциального сечения по  $t$  не зависят от виртуальности фотона  $Q^2$ . На основании этого сделан вывод о применимости гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине и фотон-партонового рассеяния. Это позволяет интерпретировать данные по сечениям ДГНР в рамках комбинированного феноменологического подхода, который предполагает обмен в протонной вершине траекторией померона или реджеона с потоками  $f_{IP}$  и  $f_{IR}$ , зависящими от  $x_{IP}$  и  $t$ . При этом зависимости сечения по  $Q^2$  и  $\beta$  определяются в рамках КХД анализа согласно уравнениям эволюции партонов DGLAP для дифракционных функций распределения партонов, как описано в главе 6.



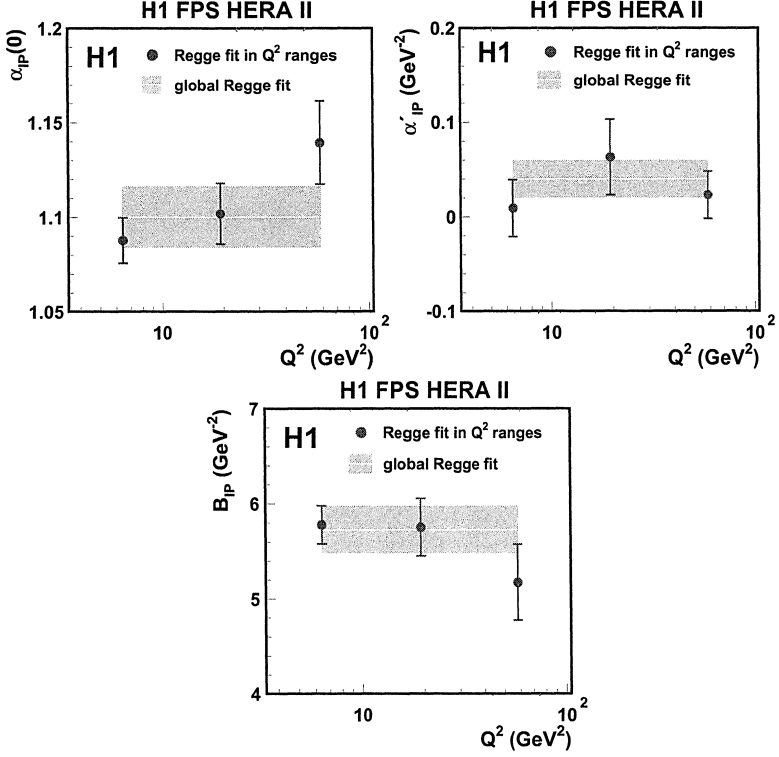


Рис. 6: Результаты фита Редже для параметров траектории померона  $\alpha_{IP}(0)$ ,  $\alpha'_{IP}$  и  $B_{IP}$ , полученные на данных FPS HERA II по  $\sigma_r^{D(4)}$  для трех областей по  $Q^2$ . Отрезки экспериментальных ошибок соответствуют квадратичной сумме статистической и некоррелированных систематических погрешностей.

## 2.6 Анализ данных в рамках КХД эволюции и извлечение дифракционных функций распределения партонов

Шестая глава посвящена КХД анализу приведенных сечений  $\sigma_r^{D(3)}$ , полученных методом LRG. Эти данные обладали наибольшей статистической точностью и охватывали широкую кинематическую область по  $Q^2$ . Результаты опубликованы в работе [2] и в трудах конференций [10], [13]- [21].

Согласно теореме КХД о коллинеарной факторизации, примененной к процессам дифракционного ГНР, сечение может быть параметризовано в следующем виде:

$$d\sigma^{ep \rightarrow eXY}(x, Q^2, x_{IP}, t) = \sum_i f_i^D(x, Q^2, x_{IP}, t) \otimes d\hat{\sigma}^{ei}(x, Q^2), \quad (9)$$

где лептон-партонные сечения  $\hat{\sigma}^{ei}$  аналогичны сечениям процессов инклюзивного ГНР, а  $f_i^D$  - дифракционные функции распределения партонов (diffractive parton distribution functions, DPDF) в протоне. Они представляют собой распределения вероятности для партона  $i$  в протоне и определены при заданном 4-х импульсе рассеянного протона или системы  $Y$  с эффективной массой  $M_Y$ , в которую протон диссоциирует. DPDF не могут быть вычислены в рамках пертурбативной КХД, а определяются из фита экспериментальных сечений с использованием уравнений эволюции партонов DGLAP. Теорема КХД о коллинеарной факторизации применима для процессов ДГНР при достаточно больших  $Q^2$  и фиксированных  $x_{IP}, t$  и  $M_Y$ . Этот теоретический подход также может быть применен для описания сечений процессов, интегрированных по  $M_Y$  и  $t$ .

Из-за кинематических ограничений, применяемых в эксперименте H1, невозможно охватить всю область измерений по  $x$  и  $Q^2$  на основе данных при одном фиксированном  $x_{IP}$ . Поэтому использовался феноменологический подход, в котором предполагалась факторизация процессов в протонной вершине. Для этого  $f_i^D$  параметризовались в виде:

$$f_i^D(x, Q^2, x_{IP}, t) = f_{IP}(x_{IP}, t) \cdot f_i(\beta = x/x_{IP}, Q^2) + n_{IR} \cdot f_{IR}(x_{IP}, t) \cdot f_i^{IR}(\beta, Q^2), \quad (10)$$

то есть суммировались вклады в сечение процессов обмена помероном  $IP$  (процесс лидирующего порядка) и реджеоном  $IR$  (процесс второго порядка). Эта гипотеза не имеет строгого теоретического обоснования в КХД, но согласуется с данными эксперимента H1, как показано в главе 5, а также эксперимента ZEUS. Зависимости  $f_i^D$  от  $x_{IP}$  и  $t$  описывались через потоки обмена помероном  $f_{IP}$  и реджеоном  $f_{IR}$  с параметрами траекторий, полученными из Редже анализа данных с лидирующим протоном HERA I [1]. Метод параметризации потоков  $f_{IP}$  и  $f_{IR}$  описан в главе 5. Зависимости  $f_i^D$  от  $\beta$  и  $Q^2$  параметризовались на основе дифракционных функций распределения партонов в помероне,  $f_i(\beta, Q^2)$ , и реджеоне,  $f_i^{IR}(\beta, Q^2)$ , в рамках DGLAP эволюции партонов начиная со стартовой шкалы  $Q_0^2$ . С целью уменьшения числа свободных параметров фита для описания структуры реджеона использовалась теоретическая параметризация Owens для структурной функции  $\pi$ -мезона. Нормировочный параметр  $n_{IR}$  для вклада  $IR$  определялся из фита экспериментальных данных. Таким образом, дифракционный процесс рассматривался как обмен помероном  $IP$  со структурой, определяемой партонными распределениями  $f_i(\beta, Q^2)$ . Переменная  $\beta$  означает долю продольного импульса померона, переданного кварку, рассеянному на виртуальном фотоне, а потоки  $f_{IP}(x_{IP}, t)$  и  $f_{IR}(x_{IP}, t)$  означают вероятности для  $IP$  и  $IR$  с заданными  $x_{IP}$  и  $t$  в протоне. Анализ проводился для приведенных сече-

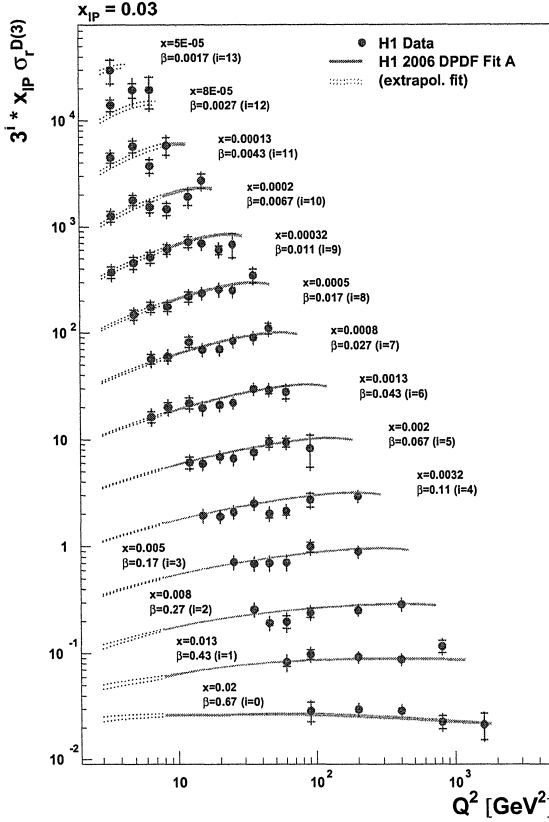


Рис. 7: Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}$  процессов ДГНР с образованием LRG в конечном состоянии. Показана зависимость сечения от  $Q^2$  и  $\beta$  для фиксированного значения  $x_{IP}$ . Данные сравниваются с результатом КХД фита в следующем-за-лидирующим порядке вычислений 'H1 DPDF Fit A'.

ний  $\sigma_r^{D(3)}$ , интегрированных в области  $M_Y < 1.6$  ГэВ и  $|t| < 1$  ГэВ<sup>2</sup>. Измеренные сечения, а также статистические и систематические погрешности приведены в работе [2] и доступны на web-site [25]. Как показано в главе 7, в пределах ошибок измерений не наблюдается различий в форме распределения сечения по  $\beta$  и  $Q^2$  для процессов с диссоциацией протона в систему с массой  $M_Y < 1.6$  ГэВ и процессов с сохранением лидирующего протона ( $M_Y = m_p$ ). Фит осуществлялся для экспериментальных данных в области  $8.5 \leq Q^2 \leq 1600$  ГэВ<sup>2</sup>,  $M_X > 2$  ГэВ и  $\beta < 0.8$ , где не предполагается заметного вклада процессов, не описываемых уравнениями эволюции DGLAP. В фите использовались 190 экспериментальных измерений  $\sigma_r^{D(3)}$  для раз-

ных значений  $Q^2$ ,  $\beta$  и  $x_{IP}$ . Структура померона как объекта с квантовыми числами вакуума включала DPDF синглета  $\Sigma(z)$  легких кварков и антикварков ( $u = d = s = \bar{u} = \bar{d} = \bar{s}$ ) и глюона  $g(z)$ . Для процесса ДГНР лидирующего порядка (Рис. 1а) доля продольного импульса партона  $z = \beta$ . Тогда как для процессов более высокого порядка по  $\alpha_s$  выполняется условие  $0 < \beta < z$ . Параметризация DPDF в фите выполнена с использованием схемы перенормировки  $\overline{MS}$ . Тяжелые кварки  $c$  и  $b$  предполагались массивными и их вклад в сечение учитывался вплоть до порядка вычислений  $\alpha_s^2$  через процессы фотон-глюонного слияния (Рис. 1б). Бегущая константа сильного взаимодействия соответствовала мировому среднему значению для пяти ароматов кварков:  $\alpha_s^{(5)}(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.02$ .

DPDF кваркового синглета и глюона параметризовались при стартовой шкале DGLAP эволюции  $Q_0^2 = 1.75 - 2.5 \text{ ГэВ}^2$ , так что выполнялось условие  $Q_0^2 \ll Q_{min}^2$ . Параметризация DPDF задавалась в виде  $z f_i(z, Q_0^2) = A_i z^{B_i} (1-z)^{C_i}$ , осуществлялась их эволюция в область  $Q^2 > Q_0^2$  с помощью уравнений DGLAP в следующем-за-лидирующим порядке вычислений (next-to-leading order, NLO) и производилась свертка (convolution) DPDF с коэффициентными функциями, которые выражаются через фотон-партоновые сечения в формуле 9. Выбор оптимального  $Q_0^2$  осуществлялся по минимальному  $\chi^2$  в результате фита. В анализе не учитывался возможный вклад функций расщепления 'прямого' померона (direct Pomeron) в партоны, который приводит к необходимости учета 'негомогенного' члена (inhomogeneous term) в уравнениях эволюции партонов. Учет такого члена в эволюции приводит к уменьшению доли глюона в функциях распределения партонов (глава 9). Так как фит не чувствителен к форме DPDF при  $\beta > 0.8$ , поэтому для выполнения условия, чтобы DPDF стремился к нулю при  $z \rightarrow 1$ , DPDF для кваркового синглета и глюона умножались на величину  $\exp(-\frac{0.01}{1-z})$ . Таким образом, значения  $C_q$  и  $C_g$  могли быть как положительными, так и отрицательными. Вклад структурной функции  $F_L^{D(3)}$  определялся из ее зависимости от DPDF синглета кварков и глюона в следующем-за-лидирующим порядке вычислений. Так как относительные нормировки DPDF померона (реджеона) и потока померона (реджеона) в формуле 10 не фиксированы, правило сохранения суммы импульсов партонов не применялось. Зависимость потока померона (реджеона) от  $x_{IP}$  параметризовалась согласно формуле 8, в которой траектория померона (реджеона) предполагалась линейной:  $\alpha_{IP}(t) = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP} t$ . Для параметров  $B_{IP}(B_{IR})$  и  $\alpha'_{IP}(\alpha'_{IR})$  и их неопределенностей были использованы результаты Редже анализа данных FPS HERA I (глава 5).

Импульсное распределение плотности (DPDF) синглета кварков опреде-

ляется величиной структурной функции  $F_2^{D(3)}$  с точностью, которую дают данные по  $\sigma_r^{D(3)}$ , и чувствительно ко всем трем параметрам  $A_g$ ,  $B_g$  и  $C_g$ , используемым в параметризации DPDF. Импульсное распределение плотности глюона определяются величиной производной структурной функции  $F_2^{D(3)}$  по  $\ln Q^2$ , что объясняется вкладом процесса расщепления  $g \rightarrow \bar{q}q$ , который доминирует в области  $\beta \lesssim 0.4$ . При больших  $\beta$  чувствительность данных к импульсному распределению глюона уменьшается. В результате анализа было получено, что фит нечувствителен к наличию параметра  $B_g$ . Поэтому в фите количество свободных параметров для DPDF глюона было ограничено  $A_g$  и  $C_g$ . Для проверки чувствительности результатов фита, были использованы два вида параметризации импульсного распределения глюона при стартовой шкале  $Q_0^2$ : с двумя параметрами  $A_g$  и  $C_g$  ('Н1 DPDF Fit A') и с одним параметром  $A_g$  ('Н1 DPDF Fit B'). В фите минимизировалась функция  $\chi^2$ , при определении которой учитывались статистические, некоррелированные систематические погрешности, а также коррелированные систематические погрешности для данных по  $\sigma_r^{D(3)}$ , измеренных методом LRG. Результаты фита приведены в работе [2], а также доступны на web-site [26]. Фит дает  $\chi^2/ndf = 158/183$  для параметризации 'Н1 DPDF Fit A' и  $\chi^2/ndf = 164/184$  для параметризации 'Н1 DPDF Fit B'. На Рис. 7 приведены данные по  $\sigma_r^{D(3)}$  в зависимости от  $Q^2$  и  $\beta$  при фиксированном  $x_{IP}$  и показаны результаты параметризации 'Н1 DPDF Fit A'. Статистические и экспериментальные систематические погрешности данных и их корреляции транслировались в экспериментальные погрешности параметров фита. Модельные погрешности фита определялись путем вариации  $Q_0^2$ , а также фиксированных параметров фита, таких как  $f_{IR}(x_{IP}, t)$ ,  $\alpha'_{IP}$ ,  $B_{IP}$ ,  $\alpha_s(M_Z^2)$ ,  $m_c$ ,  $m_b$ . В результате фита экспериментальных данных были получены параметризации DPDF для синглета кварков и глюона, интерсепт траектории померона  $\alpha_{IP}(0)$ , который определяет зависимость сечения от  $x_{IP}$ , и параметр  $n_{IR}$  для нормировки вклада процессов обмена реджеоном. В результате анализа получен интерсепт  $\alpha_{IP}(0) = 1.118 \pm 0.008$  (эксп.)  $^{+0.029}_{-0.010}$  (модель), который в пределах экспериментальных погрешностей не зависит от области по  $Q^2$  и  $\beta$ , что согласуется с гипотезой о факторизации процессов в протонной вершине.

Величина  $\alpha_{IP}(0)$  несколько выше, чем интерсепт померона  $\alpha_{IP}(0) \simeq 1.08$ , измеренный в мягких процессах адрон-адронного рассеяния. Величина  $\alpha_{IP}(0)$  сопоставима с результатом, полученным на данных FPS HERA I и HERA II (глава 5), и с последними результатами эксперимента ZEUS, полученными для процессов ДГНР как с образованием LRG, так и с лидирующим протоном в конечном состоянии. Результаты КХД фитов 'Н1 DPDF Fit A' и 'Н1

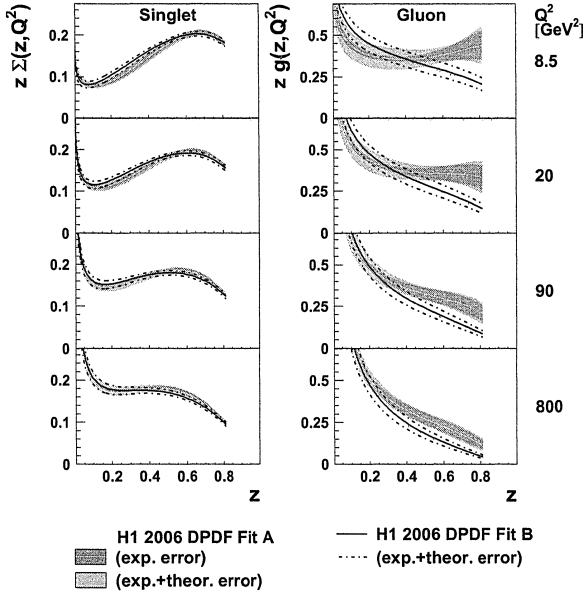


Рис. 8: Импульсные распределения плотности синглета кварков и глюона в помероне для разных величин шкалы  $Q^2$ . Показаны результаты КХД фитов в следующем-залидирующем порядке вычислений 'H1 DPDF Fit A' и 'H1 DPDF Fit B'.

DPDF Fit B' для импульсных распределений плотности синглета кварков и глюона приведены на Рис. 8 для разных значений шкалы  $Q^2$ . Распределение DPDF синглета кварков согласуется для двух параметризаций и определено с точностью 5 – 10%. Погрешность в определении DPDF глюона составляет порядка 15% в области  $z \lesssim 0.4$ . Однако при больших  $z$  чувствительность фита к DPDF глюона падает и результаты параметризаций 'H1 DPDF Fit A' и 'H1 DPDF Fit B' отличаются. Как показано на Рис. 9, интегральная доля импульса дифракционного обмена (померона  $IP$ ), переданная глюону в области  $0.043 < z < 0.8$ , составляет  $\sim 70\%$  и в пределах погрешно-

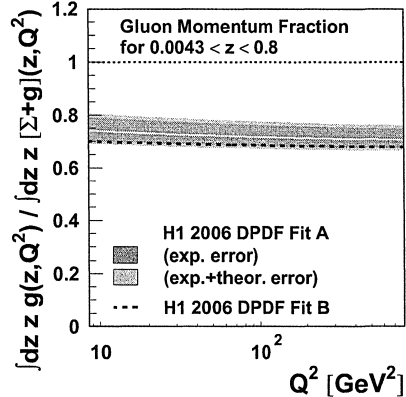


Рис. 9: Доля продольного импульса померона, переданная глюону, в зависимости от  $Q^2$  из результата КХД фитов 'H1 DPDF Fit A' и 'H1 DPDF Fit B'.

стей не зависит от  $Q^2$ . Интегральный вклад импульса глюона в  $IP$  несколько меньше для параметризации 'N1 DPDF Fit B' из-за меньшей плотности глюона при больших  $z$ . Однако результаты для двух параметризаций согласуются в пределах погрешностей. Таким образом, в дифракционном обмене доминирует вклад глюона. Аналогичный вывод был сделан позднее по результатам КХД анализа в эксперименте ZEUS. По результатам фита N1 получено, что вклад процессов обмена реджеоном  $IR$  с интерсептом  $\alpha_{IR} \sim 0.5$  в сечение ДГНР при  $x_{IP} = 0.01(0.03)$  составляет 10%(30%) и становится пренебрежимо малым при меньших  $x_{IP}$ .

## 2.7 Сечение $\sigma_r^{D(3)}$ дифракционного глубоконеупругого $ep$ рассеяния

В седьмой главе анализируется приведенное сечение  $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$ , полученное интегрированием  $\sigma_r^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t)$  в области измерений по переменной  $t$  и экстраполяцией в область  $|t| < 1$  ГэВ<sup>2</sup>. Экстраполяция осуществлялась с использованием измеренной зависимости сечения от  $t$ , как описано в главе 5. Результаты опубликованы в работах [1–3, 5] и трудах конференций [10]–[15].

Погрешности нормировки сечений  $\sigma_r^{D(3)}$  процессов с лидирующим протоном в конечном состоянии, измеренных на данных N1 FPS HERA I (HERA II), составляют 10.1% (6%). Данные FPS HERA II расширяют измерения  $\sigma_r^{D(3)}$  в область малых  $\beta < 0.01$  и больших  $Q^2 > 120$  ГэВ<sup>2</sup>.

Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}$  процессов с лидирующим протоном в конечном состоянии показано на Рис. 10 в зависимости от  $\beta$  для выделенных значений  $Q^2$  и  $x_{IP}$ . Измеренные значения сечения на данных FPS HERA II, а также статистические и систематические погрешности сечения приведены в работе [3] и доступны на web-site [27]. Полная экспериментальная погрешность для наиболее точных измерений составляет 10%. Результат измерения на данных FPS HERA II сравнивается с сечением дифракционного глубоконеупругого  $ep$  рассеяния с образованием большого быстротного интервала (ББИ, large rapidity gap, LRG), полученным на данных HERA I в работе [2]. Данные по  $\sigma_r^{D(3)}$ , полученные методом регистрации лидирующего протона, сопоставимы по экспериментальной точности с данными, полученными методом LRG. Метод LRG обеспечивает большую эффективность регистрации событий, но данные LRG соответствуют меньшей интегральной светимости. Данные с лидирующим протоном расширяют кинематическую область измерений процессов ДГНР до величин  $x_{IP} \simeq 0.1$ , недоступных в методе LRG,

и, таким образом, позволяют более точно определить вклад в сечение ДГНР процессов обмена реджеоном  $IR$ . Сечение ДГНР с образованием LRG опре-

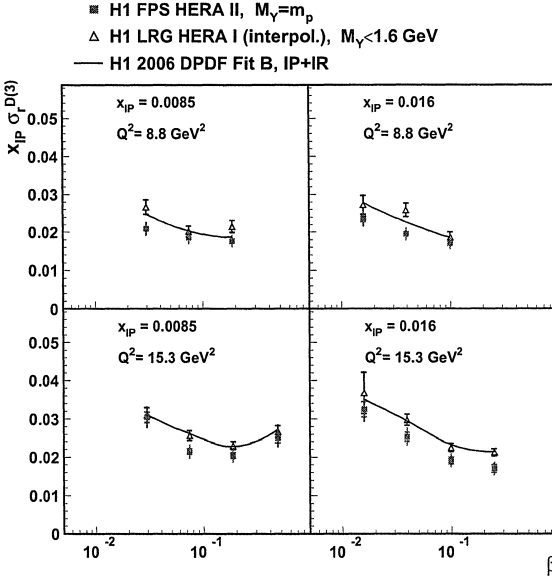


Рис. 10: Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_{\sigma}^{D(3)}$  в зависимости от  $\beta$  для выделенных значений  $Q^2$  и  $x_{IP}$ , измеренное для процессов с лидирующим протоном (FPS HERA II) и LRG в конечном состоянии (LRG HERA I). Сплошные линии показывают результаты параметризации 'H1 2006 DPDF Fit B', полученной в КХД анализе данных LRG HERA I (глава 6).

делено для процессов, в которых в конечном состоянии помимо образования лидирующего протона возможна диссоциация протона в систему с массой  $M_Y < 1.6 \text{ GeV}$ . Поэтому отношение сечения процессов с образованием LRG к сечению процессов с образованием лидирующего протона в конечном состоянии позволяет оценить вклад диссоциации протона в процессы первого типа. Для совместного анализа данных важна также проверка универсальности распределений по  $Q^2$ ,  $\beta$  и  $x_{IP}$  для процессов с лидирующим протоном и с образованием LRG. Отношение сечений для статистически независимых данных HERA I и HERA II показано на Рис.11 в зависимости от переменных  $Q^2$ ,  $\beta$  и  $x_{IP}$  для области  $x_{IP} < 0.04$ , доступной в измерениях методом LRG. В пределах некоррелированных погрешностей измерений не наблюдается зависимости отношения сечений от указанных переменных. Усредненное отношение сечений, полученных на данных HERA I и HERA II, составляет  $\sigma(M_Y < 1.6 \text{ GeV})/\sigma(M_Y = m_p) = 1.20 \pm 0.11$  (эксп.), где экспериментальная погрешность представляет квадратичную сумму статистической, кор-



релированной и некоррелированной систематических погрешностей. Таким образом, два метода анализа процессов ДГНР дают согласующиеся результаты и могут быть интерпретированы в рамках одной феноменологической модели, как описано в главе 6.

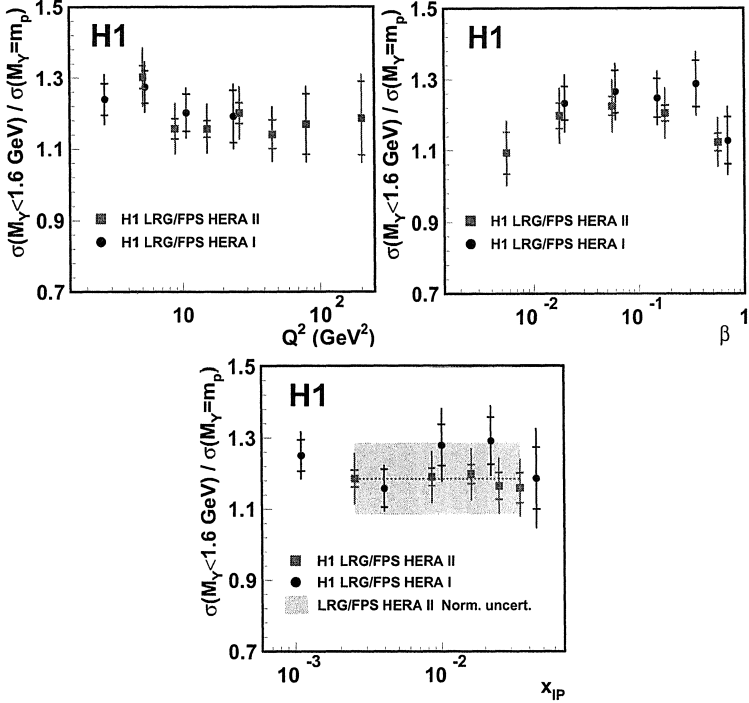


Рис. 11: Отношение сечений ДГНР, измеренное в эксперименте H1 для процессов с образованием LRG ( $M_Y < 1.6 \text{ ГэВ}$ ) и лидирующего протона ( $M_Y = m_p$ ) в конечном состоянии в области  $|t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Далее в главе анализируется зависимость приведенного сечения  $\sigma_r^{D(3)}$  процессов ДГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии от переменных  $x_{IP}$ ,  $\beta$  и  $Q^2$  и приводится сравнение с предсказаниями КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений на основе DPDF, полученных в главе 6. На Рис. 12 результаты для  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}$ , полученные на данных FPS HERA II, сравниваются с параметризацией 'H1 DPDF Fit B'. В предсказаниях DPDF учитывается вклад процессов обмена помероном  $IP$  и реджеоном  $IR$ . Так как предсказания DPDF получены по результатам анализа процессов ДГНР с образованием LRG, они уменьшены на величину 1.20 для коррекции вклада процессов диссоциации протона. Рост сечения при больших  $x_{IP}$  согласуется

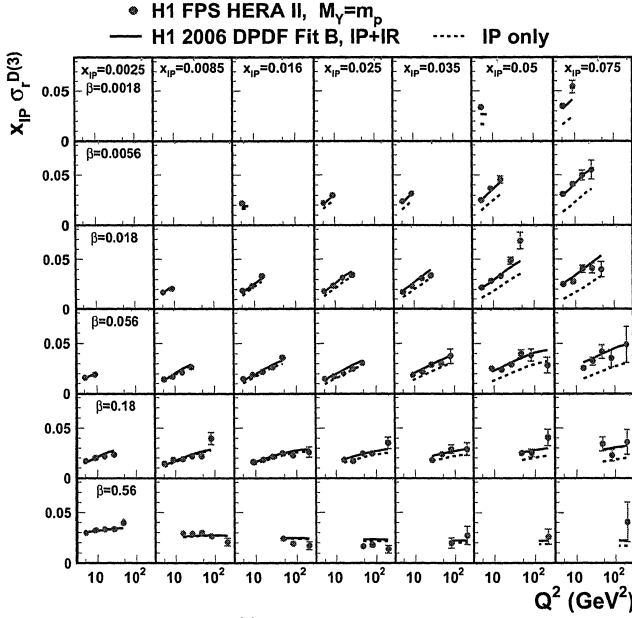


Рис. 12: Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}$  процессов ДГНР с лидирующим протоном в зависимости от  $Q^2$  для разных значений  $\beta$  и  $x_{IP}$ . Данные сравниваются с предказаниями 'H1 DPDF Fit B' в следующем-за-лидирующим порядке вычислений.

с увеличением вклада процессов обмена реджеоном  $IR$ . Приведенное сечение уменьшается с ростом  $\beta$  за исключением области  $\beta \rightarrow 1$  при малых значениях  $Q^2$  и  $x_{IP}$ . Такое поведение воспроизводится предказаниями КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений на основе DPDF, в которых плотности распределения кварков имеют пик в области больших  $\beta$  и малых  $Q^2$  (Рис. 8). Зависимость приведенного сечения  $\sigma_r^{D(3)}$  от  $Q^2$  при фиксированных  $x_{IP}$  и  $\beta$  характеризуется положительным наклоном

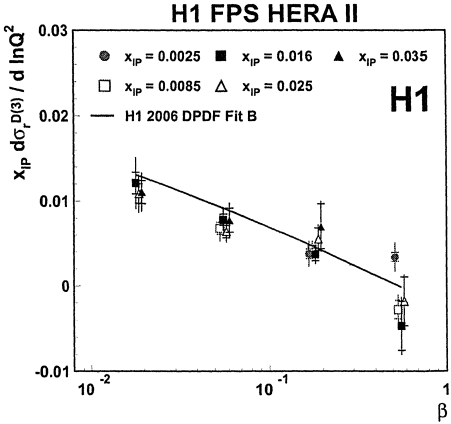


Рис. 13: Производная по  $\ln Q^2$  приведенного сечения  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}$  процессов с лидирующим протоном для разных значений  $\beta$  и  $x_{IP}$ . Показаны также предказания DPDF в следующем-за-лидирующим порядке вычислений 'H1 DPDF Fit B'.

по  $\ln Q^2$  (нарушением масштабной инвариантности, scaling violation) за исключением области больших  $\beta > 0.5$ , где наклон становится отрицательным. В КХД такое поведение является результатом DGLAP эволюции DPDF и означает большой вклад глюона в DPDF (глава 6). Как видно из Рис.12, быстрый рост сечения с  $Q^2$  можно объяснить вкладом процессов обмена помероном  $IP$  даже в области больших  $x_{IP}$ , где значителен вклад обмена реджеоном  $IR$ . Аналогичное поведение наблюдается для приведенного сечения  $\sigma_r$  процессов инклюзивного ГНР в зависимости от  $Q^2$  при разных значениях переменной Бьеркена  $x$ . Зависимость сечения  $\sigma_r^{D(3)}$  от  $\ln Q^2$  параметризовалась линейной функцией и определялся наклон  $b_D(\beta, x_{IP})$ . Величины  $b_D$  для разных значений  $\beta$  и  $x_{IP}$  приведены на Рис.13 для области  $x_{IP} \leq 0.035$ . Вклад реджеона в этой области составляет менее 15%. Там же приведено сравнение с предсказаниями КХД в следующем -за-лидирующем порядке вычислений с использованием параметризации 'H1 DPDF Fit B'. Величины  $b_D$  для фиксированных  $\beta$ , но разных значений  $x_{IP}$ , согласуются, что подтверждает гипотезу о факторизации процессов в протонной вершине.

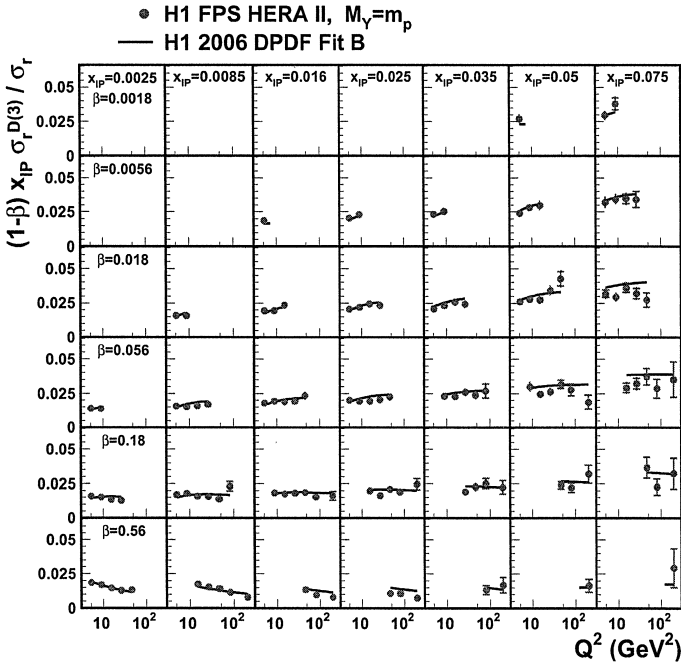


Рис. 14: Величина  $(1-\beta)x_{IP}\sigma_r^{D(3)}/\sigma_r$  для процессов дифракционного и инклюзивного ГНР в зависимости от  $Q^2$  для разных значений  $\beta$  и  $x_{IP}$ .

Сравнение зависимостей сечений дифракционных и инклюзивных про-

цессов ГНР от  $Q^2$  и  $x$  является важным инструментом для проверки предсказаний КХД на основе дифракционных и инклюзивных PDF, а также предсказаний физических моделей в области малых значений  $x$ , которые предполагают взаимосвязь таких процессов. Для этого в анализе вычислялась величина отношения  $(1 - \beta)x_{IP} \sigma_r^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2) / \sigma_r(x = \beta x_{IP}, Q^2)$  при фиксированных  $Q^2$ ,  $\beta$  и  $x_{IP}$  с использованием параметризации  $\sigma_r$ , полученной в эксперименте H1. Указанное отношение приведено на Рис.14 в зависимости от  $Q^2$  для фиксированных  $\beta$  и  $x_{IP}$ . Приведенная величина эквивалентна отношению  $M_X^2 d\sigma^{D(3)}(M_X, W, Q^2) / dM_X^2 / \sigma_{incl}^{\gamma^*p \rightarrow X}(W, Q^2)$ , которое было измерено в эксперименте ZEUS. При фиксированной величине  $x_{IP}$  отношение сечений слабо зависит от  $\beta$  и  $Q^2$  за исключением области больших  $\beta$ . Отношение сечений растет при больших  $x_{IP}$  за счет увеличения вклада процессов обмена реджеоном. На Рис.15 показана величина наклона (производная) отношения сечений по  $\ln Q^2$  для фиксированных  $\beta$  и  $x_{IP}$ . На том же рисунке результаты сравниваются с предсказаниями КХД с использованием дифракционных и инклюзивных PDF в следующем-за-лидирующем порядке вычислений. Предсказания КХД воспроизводят поведение отношения сечений во всей области  $x = \beta x_{IP}$ , в том числе поведение производной отношения по  $\ln Q^2$  с ростом  $\beta$ . Приведенные сечения дифракционных и инклюзивных процессов выражаются через функции распределения кварков в протоне. Производные сечения по  $\ln Q^2$  пропорциональны функции распределения глюона в протоне в области, где процесс расщепления  $g \rightarrow \bar{q}q$  доминирует в КХД эволюции. На Рис. 15 видно, что производная отношения сечений по  $\ln Q^2$  медленно уменьшается с ростом  $\beta$ , однако средняя величина производной согласуется с нулем в пределах  $3\sigma$  экспериментальной погрешности.

Из-за близости производной отношения сечений по  $\ln Q^2$  к нулю в работе сделан вывод, что отношение функции распределения синглета кварков к функции распреде-

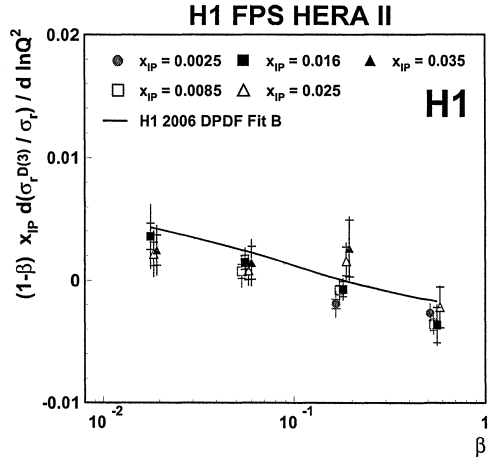


Рис. 15: Производная по  $\ln Q^2$  для величины  $(1 - \beta)x_{IP}\sigma_r^{D(3)}/\sigma_r$  в зависимости от  $\beta$  и  $x_{IP}$ . Сплошная линия показывает предсказания КХД на основе дифракционных и инклюзивных PDF в следующем-за-лидирующем порядке вычислений.

ления глюона, измеренных в процессах ДГНР, близко по величине к отношению соответствующих функций распределений для процессов инклюзивного ГНР в области малых  $x$ .

## 2.8 Сечение образования двух 'жестких' струй адронов и лидирующего протона в дифракционном глубоконеупругом $ep$ рассеянии

В восьмой главе анализируются процессы ДГНР с образованием лидирующего протона и 'жестких' струй адронов двух топологий: 'две струи в центральной области быстрот (ЦОБ)' и 'одна струя в центральной области и одна струя в передней области быстрот (ПОВ)'. Результаты анализа опубликованы в работе [4], а также в трудах конференций [9, 10].

Реакция образования двух 'жестких' струй адронов происходит в основном через процесс фотон-глюонного слияния (Рис. 16). Такой процесс чувствителен к дифракционной функции распределения глюона в протоне. Поперечные импульсы струй адронов  $p_T^*$  в системе центра масс  $\gamma^*p$ , а также виртуальность фотона  $Q^2$  задают шкалу пертурбативных вычислений КХД. При описании сечений образования двух 'жестких' струй адронов в центральной области быстрот может быть проверена универсальность DPDF глюона, которая получена из DGLAP анализа инклюзивных дифракционных сечений ГНР, описанного в главе 6. Ранее сечения образования двух 'жестких' струй адронов измерялись только в реакциях с образованием LRG между адронами - из-за большого акцептанса установок H1 и ZEUS к таким реакциям. Данные HERA II, полученные для реакции образования двух 'жестких' струй адронов с лидирующим протоном в конечном состоянии, позволяют измерить зависимость сечения по  $t$  и проверить применимость гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине. Эти данные также являются инструментом для проверки универсальности NLO DPDF для описания процессов ДГНР без диссоциации протона и в более широкой кинематической области  $x_{IP} < 0.1$ , чем доступно в методе LRG. Исследование событий с топологией 'одна струя в ЦОБ и одна струя в ПОВ' мотивировано проверкой универсальности DPDF в реакции, где можно ожидать отклонений от предсказаний КХД на основе эволюции партонов DGLAP. В таких событиях подавлен порядок роста  $p_T$  партонов от лидирующего протона к виртуальному фотону, как предполагается в DGLAP эволюции партонов. Такие события недоступны для регистрации методом LRG и могут быть измерены только в ДГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии. Также представляет интерес, насколько различные Монте Карло модели,

основанные на лидирующем порядке вычислений КХД, способны описать сечения таких процессов.

В результате анализа измерено сечение процессов ДГНР с образованием двух 'жестких' струй адронов и лидирующего протона в кинематической области  $4 < Q^2 < 110 \text{ ГэВ}^2$ ,  $x_{IP} < 0.1$ . Для сравнения с результатами, полученными для процессов с образованием LRG и предсказаниями DPDF, сечения процессов с лидирующим протоном экстраполированы из области измерений  $0.1 < |t| < 0.7 \text{ ГэВ}^2$  в область  $|t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Результаты, полученные для сечений образования двух 'жестких' струй адронов и лидирующего протона, сравнивались с предсказаниями КХД на основе DPDF в следующем-за-лидирующим порядке вычислений 'N1 DPDF 2006 Fit B' (глава 6) и 'N1 DPDF 2007 Jets'. Указанные DPDF получены в рамках гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине. Для вычисления сечений образования двух струй партонов в ДГНР при фиксированной  $x_{IP}$  использовалась программа NLOJET++. В расчетах в качестве шкалы перенормировки и факторизации использовалась величина  $\mu_r = \mu_f = \sqrt{Q^2 + \langle P_T^* \rangle^2}$ , где  $\langle P_T^* \rangle$  - средняя величина поперечного импульса двух струй адронов в системе центра масс  $\gamma^*p$ . Для оценки вклада более высоких порядков вычислений, шкала перенормировки  $\mu_r$  и шкала факторизации  $\mu_f$  одновременно варьировались в пределах от 0.5 до 2 от центрального значения. Средняя величина неопределенности из-за вариации  $\mu_r$  и  $\mu_f$  составила 33%. Вклад неопределенностей параметризации DPDF также учитывался в анализе и составил в среднем 7%. Бегущая константа сильного взаимодействия для пяти ароматов кварков соответствовала величине  $\alpha_s^{(5)}(M_Z^2) = 0.119 \pm 0.002$ . Неопределенность из-за вариации  $\alpha_s$  составила в среднем 1.5%. Для оценки вклада следующего-за-лидирующим порядка вычислений, предсказания КХД были получены также в лидирующем порядке вычислений. Предсказания для сечений образования двух струй партонов были скорректированы для описания процессов на уровне адронов с использованием результатов моделирования партонных ливней для партонов начального и конечного состояний, процессов фрагментации и адронизации. Неопределенность коррекций на адронизацию партонов определялась как разница предсказаний двух моделей партонных ливней и составила в среднем 7%. Таким образом, основной вклад в погрешности предсказаний КХД вносят неопределенности шкалы для пертурбативных вычислений  $\mu_r$  и  $\mu_f$ . Неопределенности параметризации DPDF и коррекций на адронизацию партонов дают значительно меньший вклад. Полная неопределенность предсказаний КХД вычислялась как квадратичная сумма неопределенностей из разных источников.

Дифракционные функции распределения партонов 'H1 2006 DPDF Fit B' и 'H1 2007 DPDF Jets' были получены из КХД анализа сечений процессов ДГНР с образованием LRG, включающих диссоциацию протона в систему с массой  $M_Y < 1.6$  ГэВ. Поэтому для сравнения с измеренными сечениями дифракционного образования двух струй адронов и лидирующего протона предсказания DPDF были уменьшены на величину 1.20 (глава 7).

Сечения ДГНР для двух топологий струй адронов, интегрированные по кинематической области измерений, показаны в таблице 2. Предсказания

	2 струи в ЦОБ $\sigma$ [пб]	1 струя в ЦОБ и 1 струя в ПОБ $\sigma$ [пб]
Данные	$254 \pm 20(\text{стат.}) \pm 27(\text{сист.})$	$150 \pm 19(\text{стат.}) \pm 26(\text{сист.})$
NLO КХД		
H1 2006 Fit B	$270^{+99}_{-57}(\text{шкала})^{+30}_{-12}(\text{DPDF}) \pm 16(\text{адр.})$	$148^{+69}_{-38}(\text{шкала})^{+13}_{-5}(\text{DPDF}) \pm 6(\text{адр.})$
H1 2007 Jets	$257^{+77}_{-46}(\text{шкала}) \pm 22(\text{адр.})$	$128^{+55}_{-31}(\text{шкала}) \pm 7(\text{адр.})$

Таблица 2: Сечение образования событий ДГНР двух топологий: 1) две струи адронов в ЦОБ; 2) одна струя в ЦОБ и одна струя в ПОБ. Данные сравниваются с предсказаниями КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений.

КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений согласуются в пределах погрешностей с измеренными сечениями. Измеренное дифференциаль-

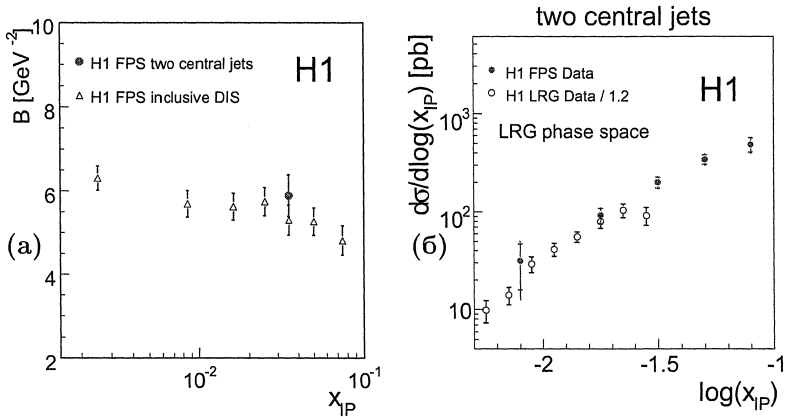


Рис. 16: а) Наклон  $B$  экспоненциальной зависимости дифференциального сечения от  $t$  для разных значений  $x_{IP}$ , измеренный для процессов ДГНР с образованием двух 'жестких' струй адронов и для инклюзивных процессов ДГНР. б) Дифференциальное сечение образования двух 'жестких' струй адронов в зависимости от  $\log x_{IP}$ . Данные с лидирующим протоном сравниваются с результатами, полученными для процессов ДГНР с образованием двух 'жестких' струй и LRG в конечном состоянии.

ное сечение образования двух 'жестких' струй адронов по  $t$  параметризовалось в виде:  $d\sigma/dt \propto \exp(Bt)$ . Как показано на Рис. 16а, параметр наклона сечения  $B$  согласуется с величиной, измеренной в инклюзивном дифракционном глубоконеупругом рассеянии при том же значении  $x_{IP}$  (глава 5). Таким образом, данные согласуются с гипотезой о факторизации процессов в протонной вершине. На Рис. 16б приведено сравнение дифференциального сечения по  $\log x_{IP}$  с сечением образования двух струй адронов, измеренным ранее в эксперименте H1 методом LRG. После коррекции на вклад процессов диссоциации протона в события ДГНР с LRG (глава 7), результаты двух методов согласуются. Данные с лидирующим протоном в конечном состоянии позволяют расширить кинематическую область измерений до величин  $x_{IP} \lesssim 0.1$ . Дифференциальные сечения образования двух 'жестких' струй адронов по переменным  $z_{IP}$ ,  $P_{T,1}^*$  лидирующей струи и псевдобыстроты  $\eta_f$  струи адронов в ПОБ показаны на Рис. 17. Результаты сравниваются с предсказаниями КХД на основе дифракционных PDF. Дифракционные PDF, полученные в следующем-за-лидирующим порядке вычислений в результате КХД фита сечений инклюзивных процессов ДГНР, дают приемлемое описание сечений образования двух 'жестких' струй адронов, принимая во внимание погрешности измерений и предсказаний КХД. Отличие наблюдается только в области малых  $\eta_f$ , где предсказания на основе DGLAP превосходят экспериментальные данные.

Таким образом, результаты по сечениям образования двух 'жестких' струй адронов подтверждают универсальность дифракционных функций распределения партонов в протоне для описания таких процессов. При этом, предсказания на основе DPDF, полученные в лидирующем порядке вычислений КХД, меньше измеренных сечений для двух топологий событий на величину  $2.0 \div 2.5$ , что указывает на необходимость учета процессов следующего-за-лидирующим порядка вычислений КХД.

В рамках эволюции VFKL возможно излучение дополнительных глюонов между струями партонов, что должно приводить к декорреляции в распределении по разности азимутальных углов струй адронов  $|\Delta\phi^*|$ . Однако наблюдается согласие между измеренным сечением по  $|\Delta\phi^*|$  и предсказаниями на основе DGLAP в следующем-за-лидирующим порядке вычислений. Таким образом, в кинематической области измерений не наблюдается эффектов, которые не описываются эволюцией партонов DGLAP.

Сечения образования двух 'жестких' струй адронов и лидирующего протона в конечном состоянии сравниваются также с предсказаниями Монте-Карло моделей лидирующего порядка, в которых процессы более высоких порядков



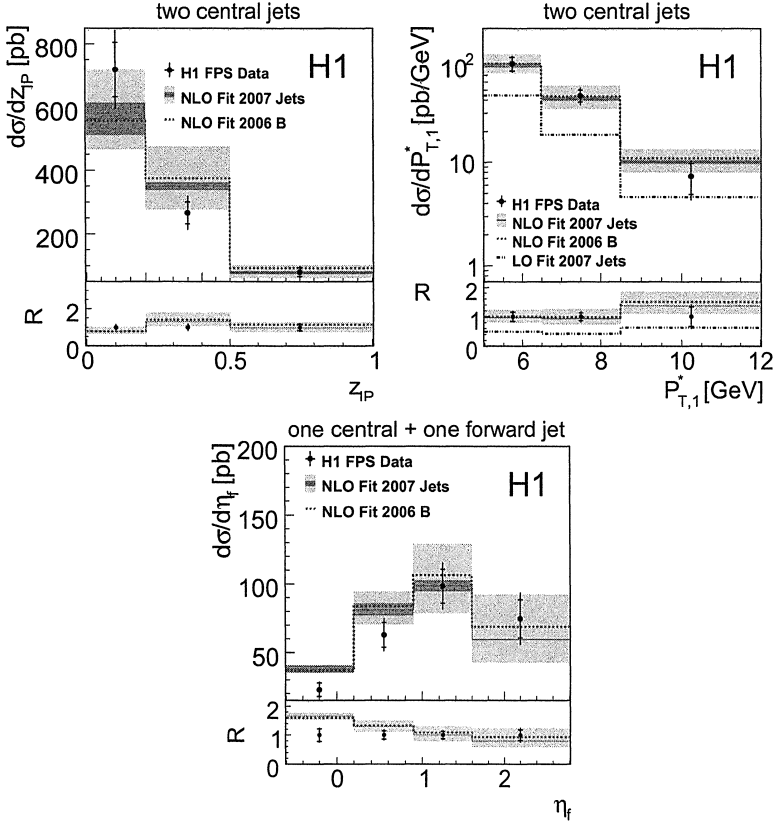


Рис. 17: Дифференциальное сечение образования двух 'жестких' струй адронов и лидирующего протона в зависимости от  $z_{IP}$ ,  $P_{T,1}^*$  лидирующей струи и псевдобыстроты  $\eta_f$  струи адронов в ПОВ. Данные сравниваются с предказаниями DPDF в следующем-за-лидирующим порядке вычислений.

симулируются через партонные ливни. В анализе рассматриваются следующие модели:

- модель составного померона (resolved Pomeron, RP), в которой применяется гипотеза о факторизации процессов в протонной вершине и результаты DGLAP фита 'H1 2006 Fit B' для параметризации потоков обмена помероном и вторичным реджеоном, а также и их DPDF структуры в лидирующем порядке вычислений;

- модель двух-глюонного померона (2 gluon IP), в которой процесс ДГНР моделируется как взаимодействие бесцветной пары глюонов из протона с диполем  $q\bar{q}$  или  $q\bar{q}g$ , в который флуктуирует виртуальный фотон;

- модель мягких партонных взаимодействий (soft color interactions, SCI), в которой дифракционный обмен моделируется как процесс ГНР с последующим перераспределением партонов с вероятностью  $P$ , в результате которого могут образоваться системы цветowych синглетов, разделенных LRG. Для вероятности SCI была выбрана величина  $P = 0.3$ , что позволило воспроизвести в модели абсолютную величину сечения образования двух струй адронов в исследуемых процессах ДГНР как в области ЦОБ, так и в ПОБ.

Модели 'resolved Pomeron' и '2 gluon IP' реализованы в Монте Карло генераторе RAPGAP, модель SCI - в программе генерации событий LEPTO.

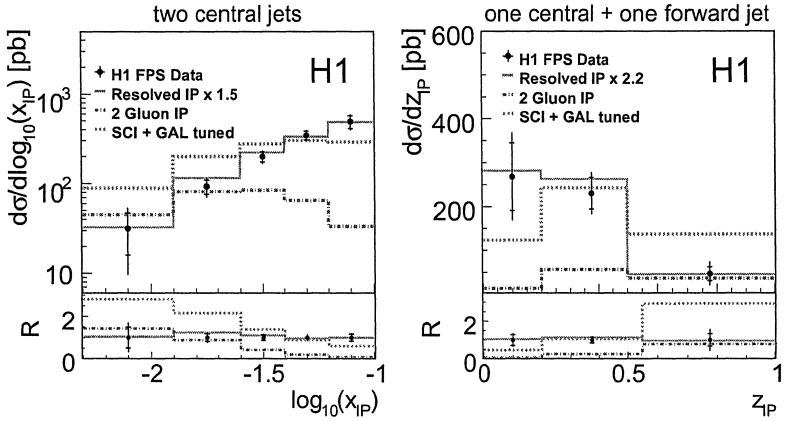


Рис. 18: Дифференциальное сечение образования двух 'жестких' струй адронов и лидирующего протона в зависимости от  $\log x_{IP}$  и  $z_{IP}$ . Данные сравниваются с предказаниями Монте Карло моделей в лидирующем порядке вычислений.

Дифференциальные сечения образования двух струй адронов в ДГНР по переменным  $\log x_{IP}$  и  $z_{IP}$  показаны на Рис. 18. Из сравнения измеренных сечений с моделями можно сделать вывод, что модель составного померона (RP) описывает форму дифракционных распределений, но недооценивает абсолютную величину сечений для двух топологий событий в  $1.5 \div 2.2$  раза. Таким образом, моделирование процессов лидирующего порядка и партонных ливней недостаточно для воспроизведения данных. Параметризация потоков обмена помероном и реджеоном, реализованная в модели RP, дает согласующиеся результаты с экспериментальными данными для зависимости сечения от  $x_{IP}$  и  $t$  как для инклюзивных процессов ДГНР (главы 5 и 6), так и для процессов образования двух 'жестких' струй адронов в ДГНР.

Модель мягких партонных взаимодействий (SCI) не описывает форму дифракционных распределений по  $\log x_{IP}$  и  $z_{IP}$  и распределения по  $Q^2$ , но

воспроизводит зависимость сечения по переменным, описывающим топологию события, таким как  $y$ ,  $P_T^*$  и  $\eta$  струй адронов. Это указывает на подобие последних распределений в процессах дифракционного и недифракционного ГНР. Абсолютная величина сечения в модели SCI задается выбором параметра  $P$  для вероятности мягких партонных взаимодействий и, таким образом, не предсказывается моделью.

Модель двух-глюонного померона (2 gluon IP) описывает абсолютную величину сечения образования струй адронов только в области малых  $x_{IP} \lesssim 0.02$ . В области больших  $x_{IP}$  в модели недостает вклада процессов, которые могут быть описаны обменом реджеоном. В данной модели двух-глюонный померон взаимодействует как целое (direct Pomeron) с дипольной конфигурацией, в которую флуктуирует виртуальный фотон. В модели отсутствует вклад процессов, в которых в ГНР участвует только составная часть померона. Такие процессы дают вклад в область малых  $z_{IP}$ , где модель недооценивает измеренное сечение.

## 2.9 Сравнение результатов с другими измерениями и параметризациями партонных распределений

В начале девятой главы приводятся результаты сравнения сечений  $\sigma_r^{D(3)}$ , полученных в данной работе для процессов ДГНР с образованием лидирующего протона, с результатами эксперимента ZEUS. Показано, что результаты двух экспериментов сопоставимы в пределах экспериментальных погрешностей. Это позволило получить комбинированное сечение по нескольким измерениям в двух экспериментах с учетом коррелированных и некоррелированных погрешностей. Экспериментальная точность комбинированного сечения превосходит результаты отдельных измерений и составляет 6% для наиболее точных измерений.

Далее приводится сравнение предсказаний КХД на основе параметризаций 'N1 DPDF Fit A' и 'N1 DPDF Fit B', описанных в главе 6, с сечениями образования струй адронов в процессах ДГНР с LRG, измеренными в эксперименте N1. Сечения таких процессов чувствительны к распределению глюона в протоне. Приводятся также результаты КХД анализа сечений образования струй адронов в ДГНР и данных по  $\sigma_r^{D(3)}$  в виде параметризации 'N1 DPDF Jets'. Показано, что результаты параметризации 'N1 DPDF Fit B', которая дает меньший вклад глюона при больших долях импульса  $IP$ , лучше согласуются с сечениями процессов образования струй адронов. Результаты анализа опубликованы в работе [7], а также в трудах конференций [10,13-16].

В главе также описываются особенности и результаты КХД анализа сечений инклюзивных процессов и процессов образования струй адронов в ДГНР с LRG, выполненного в эксперименте ZEUS, и приводится сравнение результатов параметризаций DPDF двух экспериментов. КХД анализ данных эксперимента ZEUS дает доминирующий вклад глюона в DPDF протона, что согласуется в пределах погрешностей с результатами КХД анализа в эксперименте H1, представленного в данной работе. Отличия в абсолютной величине предсказаний DPDF отражают разницу в абсолютной величине сечений, полученных методом LRG в экспериментах H1 и ZEUS, которая составляет  $\sim 13\%$ .

Далее обсуждаются особенности КХД анализа сечений процессов ДГНР, выполненного группой Martin-Ryskin-Watt (MRW). В феноменологическом анализе MRW данные эксперимента H1 по сечениям ДГНР с LRG фидируются с использованием модели, в которой учитываются вклады трех процессов в ДГНР: обмена непертурбативным составным помероном, пертурбативным составным помероном и пертурбативным 'прямым' помероном. Результаты анализа MRW сравниваются с параметризациями 'H1 DPDF Fit A' и 'H1 DPDF Jets'. Учет в фите процессов обмена 'прямым' помероном, которому соответствует 'негомогенный' член (inhomogeneous term) в уравнении эволюции партонов, приводит к меньшему вкладу глюона при больших долях импульса  $IP$  по сравнению с результатом параметризации 'H1 DPDF Fit A'.

Результаты предсказаний на основе параметризаций 'H1 DPDF Fit A' и 'H1 DPDF Fit B', а также параметризации MRW сравниваются с сечениями образования очарованных кварков в процессах ДГНР. В расчетах КХД в качестве шкалы факторизации и перенормировки использовалась величина  $\mu_f^2 = \mu_r^2 = Q^2 + 4m_c^2$ , где  $m_c$  - масса очарованного кварка. Все параметризации описывают экспериментальные данные в пределах погрешностей измерений, которые, однако, не обладают высокой точностью. Экспериментальная погрешность существующих данных не позволяет определить вклад 'прямого' померона, который должен проявляться при больших долях импульса померона  $\beta$ , переданного рассеянному партону.

Другим процессом, чувствительным к дифракционному распределению глюона в протоне, является процесс дифракционного фоторождения очарованного кварка. В этом процессе  $Q^2 \sim 0$  и шкала 'жесткости' для пертурбативных вычислений КХД задается массой  $m_c$ , а также поперечным импульсом  $p_T$  очарованного кварка. Данные эксперимента ZEUS, полученные для этого процесса, описываются предсказаниями КХД на основе параметризаций 'H1 DPDF Fit A', 'H1 DPDF Fit B', а также 'ZEUS LPS+charm Fit'.

Большие неопределенности вычислений связаны с тем, что шкала 'жесткости' процесса, определенная как  $\mu_f^2 = \mu_r^2 = m_c^2 + p_T^2$ , невелика.

Универсальность дифракционных функций распределения партонов может быть проверена в дифракционных процессах фоторождения 'жестких' струй адронов, где виртуальность обменного фотона близка к нулю. В таких процессах шкала для пертурбативных вычислений КХД задается величиной  $p_T$  лидирующей струи рассеянных партонов. В таких процессах эффекты вторичного взаимодействия партонов составного адроподобного фотона и протона приводят к подавлению вероятности образования дифракционной топологии событий. Значительный эффект подавления дифракционной топологии событий (на порядок величины) относительно предсказаний на основе NLO DPDF, полученных из данных по дифракционному глубоко-неупругому  $ep$  рассеянию на коллайдере HERA, наблюдался в процессах образования 'жестких' струй адронов в  $p\bar{p}$  взаимодействиях на коллайдере Tevatron. Еще меньшая вероятность сохранения дифракционной топологии событий (gap survival probability) ожидается при более высоких энергиях в  $p\bar{p}$  взаимодействиях на коллайдере LHC.

Измеренные в эксперименте H1 сечения дифракционного фоторождения двух струй адронов составляют величину  $0.58 \pm 0.21$  от предсказаний на основе NLO DPDF 'H1 2006 Fit B'. Коэффициент подавления сечения относительно предсказаний в пределах неопределенностей предсказаний не зависит от величин  $x_\gamma$  и  $z_{IP}$ , которые определяют доли 4-х импульсов фотона и померона, переданные партонам, участвующим в процессе 'жесткого' рассеяния. Однако наблюдается некоторый рост отношения сечения фоторождения струй к предсказаниям NLO DPDF с ростом поперечной энергии  $E_T$  лидирующей струи адронов. Результаты анализа опубликованы в работах [6, 8], а также в трудах конференций [10, 13–16].

Подобная же зависимость отношения сечения дифракционного фоторождения струй адронов к предсказаниям NLO DPDF от переменных  $x_\gamma$  и  $E_T$  лидирующей струи адронов наблюдается в эксперименте ZEUS. Однако абсолютная величина сечения, измеренного в эксперименте ZEUS, согласуется в пределах погрешностей с предсказаниями NLO DPDF и, таким образом, указывает на отсутствие подавления процессов дифракционного фоторождения струй адронов за счет вторичного взаимодействия партонов составного фотона и протона. Необходимо указать, что в эксперименте ZEUS измерялись процессы фоторождения с  $E_T > 7.5$  ГэВ для лидирующей струи адронов, тогда как в эксперименте H1 применялось более мягкое требование на 'жесткость' процесса  $E_T > 5$  ГэВ.

## 2.10 Заключение

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы:

1. Создан спектрометр лидирующих протонов установки N1 с координатными детекторами на основе сцинтилляционных волоконных годоскопов и позиционно-чувствительных фотоумножителей; разработана методика реконструкции импульсов лидирующих протонов с использованием сцинтилляционных координатных детекторов и магнитной оптики коллайдера HERA.
2. Измерено приведенное сечение  $\sigma_r^{D(4)}$  процессов дифракционного глубоконеупругого  $ep \rightarrow eXp$  рассеяния с лидирующим протоном в конечном состоянии в кинематической области, определяемой виртуальностью фотона  $2 < Q^2 < 110 \text{ ГэВ}^2$ , долей продольного импульса, переданной протоном в дифракционном обмене  $x_{IP} < 0.1$ , величиной  $0.001 < \beta = x/x_{IP} < 1$  и квадратом переданного 4-х импульса в протонной вершине  $0.08 < |t| < 0.7 \text{ ГэВ}^2$ . Полная экспериментальная погрешность для наиболее точных измерений составляет 10%.
3. Измерен параметр наклона  $B$  для зависимости сечения дифракционно-глубоконеупругого  $ep$  рассеяния с лидирующим протоном в конечном состоянии  $d\sigma/dt \propto \exp(Bt)$  при разных величинах  $x_{IP}$  и  $\beta = x/x_{IP}$ , в широкой области виртуальностей фотона  $Q^2$ . В области малых  $x_{IP} \lesssim 0.03$ , где вклад обмена помероном доминирует, параметр наклона составляет  $B \simeq 6 \text{ ГэВ}^{-2}$ , что меньше, чем величина, измеренная в мягких адрон-адронных взаимодействиях, и соответствует величине, измеренной в процессах дифракционного ГНР при значительной шкале 'жесткости' процесса.
4. Предложен метод анализа данных по сечениям дифракционного ГНР на основе феноменологии полюсов Редже. В результате анализа зависимости сечения по переменным  $x_{IP}$  и  $t$  вычислены параметры траектории померона  $\alpha_{IP}(t) = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP}t$ . Интерсепт траектории  $\alpha_{IP}(0) = 1.10 \pm 0.02(\text{эксп.}) \pm 0.03(\text{модель})$  согласуется в пределах погрешностей измерений с величиной  $\alpha_{IP}(0) \simeq 1.08$ , измеренной в мягких адрон-адронных взаимодействиях. Наклон траектории  $\alpha'_{IP}$  согласуется с нулем и меньше, чем величина  $\alpha'_{IP} \simeq 0.25 \text{ ГэВ}^{-2}$ , измеренная в мягких адрон-адронных взаимодействиях.
5. Предложен метод анализа зависимости параметров траектории померона от виртуальности фотона  $Q^2$ . В результате получено, что параметры

траектории померона и наклон экспоненциальной зависимости сечения от переменной  $t$  не зависят от виртуальности фотона в пределах  $1.5\sigma$  погрешностей измерений. На основании этого сделан вывод о применимости гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине и фотон-партонового рассеяния.

6. Измерено приведенное сечение  $\sigma_r^{D(3)}$  процессов дифракционного ГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии в кинематической области  $2 < Q^2 < 700 \text{ ГэВ}^2$ ,  $x_{IP} < 0.1$ , экстраполированное в область  $|t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ . Экспериментальные данные в области  $120 < Q^2 < 700 \text{ ГэВ}^2$  получены впервые. Полная экспериментальная погрешность для наиболее точных измерений составляет 10%.
7. Измерено отношение сечения  $\sigma_r^{D(3)}$  дифракционного ГНР с образованием большого интервала по быстроте между адронами к сечению дифракционного ГНР с образованием лидирующего протона. В результате получено, что вклад процессов диссоциации протона в сечение дифракционного ГНР с образованием большого быстройного интервала составляет  $20 \pm 11(\text{эксп.})\%$  и в пределах погрешностей измерений не зависит от кинематической области по переменным  $Q^2$ ,  $x_{IP}$  и  $\beta$ .
8. Предложен комбинированный метод анализа данных по сечениям процессов дифракционного ГНР, основанный на применении уравнений эволюции партонов DGLAP в рамках КХД для параметризации зависимости сечения по переменным  $Q^2$ ,  $\beta$  и феноменологии полюсов Редже для параметризации сечения по переменным  $x_{IP}$  и  $t$ . В результате анализа вычислены дифракционные функции распределения синглета кварков и глюона в протоне в следующем-за-лидирующим порядке вычислений КХД, оценены экспериментальные и модельные неопределенности распределений.
9. Измерено отношение сечения  $\sigma_r^{D(3)}$  дифракционного ГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии к сечению  $\sigma_r$  инклюзивного ГНР в кинематической области  $4 < Q^2 < 700 \text{ ГэВ}^2$ . Показано, что результат согласуется с предсказаниями КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений. Сделан вывод, что отношение функции распределения синглета кварков к функции распределения глюона, измеренных в процессах дифракционного ГНР, близко по величине к отношению соответствующих функций распределения для процессов инклюзивного ГНР в области малых  $x$ .

10. Впервые измерено сечение образования 'жестких' струй адронов в дифракционном ГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии. Сечение измерено для двух топологий событий ('две струи в центральной области по псевдобыстроте' и 'одна струя в центральной области и одна струя в передней области по псевдобыстроте') в кинематической области  $4 < Q^2 < 700 \text{ ГэВ}^2$ ,  $x_{IP} < 0.1$  и экстраполировано в область  $|t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ .
11. Получено, что параметр наклона  $B$  для зависимости сечения образования двух 'жестких' струй адронов в дифракционном ГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии  $d\sigma/dt \propto \exp(Bt)$  согласуется с величиной  $B$ , измеренной в инклюзивном дифракционном ГНР. Этот результат подтверждает гипотезу о факторизации процессов в протонной вершине.
12. Показана универсальность дифракционных функций распределения партонов в протоне путем сравнения результатов для сечений образования двух 'жестких' струй адронов в дифракционном ГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии с предсказаниями КХД в следующем-за-лидирующим порядке вычислений.
13. Проведено сравнение сечения образования двух 'жестких' струй адронов в дифракционном ГНР с лидирующим протоном в конечном состоянии с предсказаниями Монте-Карло моделей в лидирующем порядке вычислений КХД. Показано, что модель составного померона описывает форму дифракционных распределений, в отличие от модели мягких партонных взаимодействий и модели 'прямого' померона. Для описания абсолютных значений сечения необходим учет процессов следующего-за-лидирующим порядка вычислений КХД.

## Список литературы

- [1] A. Aktas,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], "Diffractive deep-inelastic scattering with a leading proton at HERA", *Eur. Phys. J. C* **48**, 749 (2006) [hep-ex/0606003]
- [2] A. Aktas,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement and QCD analysis of the Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section at HERA", *Eur. Phys. J. C* **48**, 715 (2006) [hep-ex/0606004]



- [3] F.D. Aaron,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of the Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section with a Leading Proton at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **71**, 1578 (2011) [arXiv:1010.1476]
- [4] F.D. Aaron,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of Dijet Production in Diffractive Deep-Inelastic Scattering with a Leading Proton at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **72**, 1970 (2012) [arXiv:1111.0584]
- [5] F.D. Aaron,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], “Inclusive Measurement of Diffractive Deep-Inelastic Scattering at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **72**, 2074 (2012) [arXiv:1203.4495]
- [6] F.D. Aaron,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], “Diffractive Dijet Photoproduction in ep Collisions at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 15 [arXiv:1006.0946]
- [7] A. Aktas,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], “Dijet Cross Sections and Parton Densities in Diffractive DIS at HERA”, *JHEP* 0710:042 (2007) [arxiv:0708.3217]
- [8] A. Aktas,... M.Kapichine *et al.* [H1 Collaboration], “Tests of QCD Factorisation in the Diffractive Production of Dijets in Deep-Inelastic Scattering and Photoproduction at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **51** (2007) 549 [hep-ex/0703022]
- [9] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations]: “Diffraction and precise QCD measurements at HERA”, Proceedings of 47th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions, La Thuile, Italy, 10-17 Mar 2012; , p.383-386; Editors Etienne Augé, Jacques Dumarchez, Boaz Klima, Bolek Pietrzyk and Jean Trân Thanh Vân; Published by ARISF, 2012
- [10] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations]: “Inclusive Diffraction at HERA”, Proc. of the Ringberg workshop “New Trends in HERA Physics 2011”, Ringberg Castle, Lake Tegernsee, Germany, 25-28 September 2011; *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **222-224** (2012) 119-130
- [11] M. Kapishin [H1 Collaboration] “Measurement of diffractive deep-inelastic scattering cross section with a leading proton at HERA”, Proceedings of the XVIII International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects DIS-2010 19-23 April 2010 Florence, Italy; Edited by INFN Ist. Naz. Fis. Nucl., Florence. Trieste, SISSA, 2010; PoS DIS2010 (2010) 072
- [12] M. Kapishin [H1 Collaboration] “Diffractive DIS with a leading proton at HERA-2”, in Proc. of XVII Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering

and Related Topics, Madrid, Spain, April 2009, Editors: Claudia Glasman and Juan Terron; Published online in the journal 'Progress in High Energy Physics', Volume 3, contribution 156, 28 September 2009

- [13] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations], "Diffraction: from HERA to the LHC", Proceedings of the International Workshop on Diffraction in High Energy Physics, 9-14 September 2008, La Londe-les-Maures, France; Edited by R. Fiore, I. Ivanov, A. Papa, J. Soffer. Melville, AIP Conf.Proc. 1105 (2009) 64-69
- [14] M. Capua, M. Grothe, D. Ivanov, M. Kapishin, "Summary report of the working group on Diffraction and Vector Mesons", Proceedings of XVI Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Topics DIS 2008, London, England, April 2008, <http://www.sciwipub.com/index.php?doit=dis2008>; [arXiv:0901.2409]
- [15] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations], "Diffraction and Vector Meson Production at HERA", Proceedings of the International Conference HADRON STRUCTURE'07, 3 - 7 September 2007, Modra-Harmonia, Slovakia; Edited by E. Bartos. S. Dubnicka, A.Z. Dubnickova. Zagreb, Croat. Phys. Soc., 2008., Fizika B17 (2008) 131-142
- [16] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations], "Diffractive dijet and open charm production at HERA", Proceedings of 33th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2006), 26 July - 2 August, Moscow, Russia, Edited by Alexey Sissakian, Gennady Kozlov, Elena Kolganova. Singapore, World Scientific, 2007; Conf.Proc. C060726 (2006) 597-600
- [17] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations], "Inclusive diffractive DIS at HERA", Proceedings of 11th International Conference on Elastic and Diffractive Scattering: Towards High Energy Frontiers: The 20th Anniversary of the Blois Workshops, Chateau de Blois, Blois, France, 15-20 May 2005 [hep-ex/0510037]
- [18] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations], "Measurements of inclusive diffraction at HERA", Proceedings of 32th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2004), Beijing, China, 16-22 August 2004; Edited by H. Chen, D. Du, W. Li, C. Lu. Hackensack, World Scientific, 2005, 724-727
- [19] M. Kapishin [H1 Collaboration], " $F_2^{D(3)}$  measurements at low, medium and high  $Q^2$ ", Proceedings of 12th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Strbske Pleso, Slovakia, 14-18 Apr 2004; Edited by

- D. Bruncko, J. Ferencei, P. Strizenec. Kosice, Inst. Exp. Phys. SAS, 2004, 486-491
- [20] M. Kapishin, [H1 and ZEUS Collaborations], "QCD and diffraction at HERA", Proceedings of 37th Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, Les Arcs, France, 16-23 March 2002 [hep-ex/0205044]
- [21] M. Kapishin [H1 and ZEUS Collaborations], "Diffraction at HERA", Proceedings of 16th International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2001), Moscow, Russia, 6-12 Sep 2001, Edited by M.N. Dubinin and V.I. Savrin. Moscow, Russia, Skobeltsyn Inst. Nucl. Phys., 200193-107
- [22] M. Kapishin [H1 Collaboration], "Leading baryon production in deep inelastic scattering at HERA", Proceedings of 7th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 1999) Nucl. Phys. Proc. Suppl. **79** (1999) 321
- [23] M. N. Kapishin, "H1 experiment at the HERA collider," Phys. Part. Nucl. **33** (2002) 326-329; [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **33** (2002) 641-647
- [24] P. Van Esch,... M. Kapichine *et al.*, "The H1 forward proton spectrometer at HERA," Nucl. Instrum. Meth. **A446** (2000) 409 [hep-ex/0001046]
- [25] [H1 Collaboration],  
[http://www-h1.desy.de/psfiles/papers/desy06-049\\_tables.html](http://www-h1.desy.de/psfiles/papers/desy06-049_tables.html)
- [26] [H1 Collaboration],  
<http://www-h1.desy.de/h1/www/publications/htmlsplit/DESY-06-049.long.html>
- [27] [H1 Collaboration],  
<http://www-h1.desy.de/psfiles/figures/d10-095.table3.txt>  
<http://www-h1.desy.de/psfiles/figures/d10-095.table4.txt>

Получено 15 ноября 2013 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования  
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 15.11.2013.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 3,25. Уч.-изд. л. 3,62. Тираж 100 экз. Заказ № 58116.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.  
E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)  
[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)