

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи  
УДК 539.12+539.125.4+539.1.07

Спасков Владимир Николаевич

**Измерение сечения дифракционного глубоконеупругого  
рассеяния с лидирующим протоном в эксперименте H1  
на электрон-протонном коллайдере HERA.**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2012

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

Научный руководитель: кандидат физ.-мат. наук  
Капишин Михаил Николаевич

Официальные оппоненты: Зотов Николай Петрович  
доктор физ.-мат. наук, НИИЯФ МГУ,  
г. Москва, ведущий научный сотрудник

Поздняков Валерий Николаевич  
доктор физ.-мат. наук, ЛФВЭ ОИЯИ,  
г. Дубна, ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий,  
г.Протвино

Защита состоится ".....".....2013 г. в .....-..... часов на заседании  
диссертационного совета Д 720.001.02 на базе Объединенного института  
ядерных исследований, г. Дубна Московской области, ОИЯИ, ЛФВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛФВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан ".....".....2012 г.

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

В.А. Арефьев

# 1 Общая характеристика работы

## 1.1 Актуальность темы исследования

Во второй половине двадцатого века развитие теоретических и экспериментальных методов привели к созданию Стандартной модели (СМ) в физике элементарных частиц. С тех пор всесторонняя проверка предсказаний СМ является одной из главных научных задач, решаемых физиками во многих экспериментах. Процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) сыграли и играют ключевую роль в развитии наших представлений о структуре адронов и могут эффективно использоваться для проверки положений квантовой хромодинамики (КХД), одной из составляющих СМ. Одним из открытий, сделанных на коллайдере HERA, было наблюдение в ГНР событий с дифракционной топологией. Поэтому исследование дифракции в ГНР, измерение сечения таких процессов играют ключевую роль в проверке КХД - части стандартной модели и являются актуальными задачами в современной физике частиц.

Термин дифракция в физике частиц был введен<sup>1</sup> в пятидесятых годах прошлого столетия из-за наблюдающейся "аналогии" формы дифференциального сечения упругого рассеяния адронов по углу рассеяния с последовательностью чередующихся локальных максимумов и минимумов с характерной формой распределения интенсивности оптической дифракции. Модель полюсов Редже (реджистика), разработанная в 1960-х гг. в рамках аналитической теории  $S$ -матрицы, описала основные свойства мягких (т.е. периферических, идущих с малыми переданными импульсами) взаимодействий адронов с помощью обменов траекториями Редже.

В начале 1990-х гг. на коллайдере HERA (в  $ep$  рассеянии), изначально предназначенном для изучения внутренней структуры протона, были обнаружены новые явления, связанные с дифракцией, а именно: в глубоконеупругом  $ep$  рассеянии были обнаружены события, в которых отсутствуют адроны в большом интервале быстрот между рассеянным протоном и продуктами адронизации фотона (Large Rapidity Gap, LRG). Доля таких событий составляет  $\sim 10\%$  и не зависит от энергии в системе центра масс реакции. Такие процессы были интерпретированы как дифракционные. При изучении дифракционных процессов было установлено, что обмен происходит бесцветным объектом, имеющим квантовые числа вакуума (в рамках реджеонной теории - это обмен померонной траекторией  $P$ , которой не соответствует ни

---

<sup>1</sup>Имена связанные с этими ранними работами таковы: Л.Ландау, И.Померанчук, И.Фейнберг, А.Ахиезер, А.Ситенко, В.Грибов.

одна из известных частиц). Обнаружение дифракции в ГНР стимулировало попытки понять дифракцию частиц с точки зрения КХД, исследовать структуру вакуумного обмена - померона в рамках КХД.

Несмотря на большие достижения в понимании дифракционных процессов, существуют проблемы, которые еще не решены, а именно: универсальность описания дифракционных процессов, таких как инклюзивные процессы или процессы рождения векторных мезонов, очарованных адронов и струй адронов в рамках КХД. В таких процессах квадрат переданного 4-импульса виртуального фотона, масса  $c$  и  $b$  кварков, поперечный импульс адронной струи обеспечивают шкалу жесткости для применения КХД расчетов. Поэтому тема диссертации "Измерение сечения дифракционного глубоконеупругого рассеяния с лидирующим протоном в эксперименте H1 на электрон-протонном коллайдере HERA" важна и актуальна для развития методов исследования дифракции и их интерпретации в рамках комбинированного подхода, основанного на теории Редже и КХД.

## 1.2 Цель диссертационной работы

Целью данной диссертационной работы являлось исследование дифракционных процессов в глубоконеупругом  $ep$  рассеянии с регистрацией лидирующего протона спектрометром лидирующих протонов (FPS), измерение сечения таких процессов и проверка применимости гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине для описания дифракционного ГНР с помощью многоцелевой установки H1 на коллайдере HERA.

Дифракционные события на коллайдере HERA надежно идентифицировались в центральных детекторах по наличию большого быстрой интервала между лидирующим протоном и остальными продуктами реакции (LRG метод), но при этом присутствовала часть событий с диссоциацией лидирующего протона. Принципиальной методической задачей являлось прямое измерение импульса лидирующих протонов с помощью FPS (FPS метод). Предполагалось провести сравнение результатов, полученных LRG и FPS методами для выявления общих свойств и отличий, а также для вычисления вклада протонной диссоциации в LRG.

## 1.3 Основные результаты диссертационной работы

В результате исследования дифракционных процессов в глубоконеупругих  $ep$  столкновениях на коллайдере HERA были получены следующие основные результаты, которые выносятся на защиту:

- Измерены сечения  $\sigma_r^{D(4)}$  и  $\sigma_r^{D(3)}$  в дифракционных процессах глубоконеупругого  $ep$  рассеяния при виртуальности фотона  $4 < Q^2 < 110 \text{ ГэВ}^2$  с лидирующим протоном в конечном состоянии с помощью FPS метода. Экспериментальная погрешность наиболее точных измерений составляет  $\sim 10\%$ ;
- Впервые измерено сечение  $\sigma_r^{D(3)}$  дифракционного глубоконеупругого  $ep$  рассеяния с лидирующим протоном в конечном состоянии при больших значениях виртуальности фотона  $Q^2$  ( $120 < Q^2 < 700 \text{ ГэВ}^2$ );
- Измерены параметры померонной траектории  $\alpha_{IP}(t) = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP}t$  и наклона сечения  $B_{IP}$  ( $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{B_{IP}t}$ ), где  $t$  – квадрат переданного 4-импульса в протонной вершине реакции. Значение померонного интерсепта  $\alpha_{IP}(0) = 1.10 \pm 0.02(\text{эксп.}) \pm 0.03(\text{модель})$  согласуется с измерениями  $\alpha_{IP}(0)$ , проведенными в процессах мягкого адрон-адронного рассеяния. В то же время наклон померонной траектории  $\alpha'_{IP} = 0.04 \pm 0.02(\text{эксп.})_{-0.06}^{+0.08}(\text{модель}) \text{ ГэВ}^{-2}$  в процессах дифракционного ГНР меньше, чем для мягких адронных взаимодействий. Параметры померонной траектории не зависят от  $Q^2$  в пределах погрешностей. Полученные значения  $\alpha'_{IP}$  и  $B_{IP}$  характеризуют дифракционные процессы в жестком рассеянии;
- Получены новые экспериментальные свидетельства универсальности дифракционных партонных распределений в протоне и применимости гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине для описания дифракционного ГНР;
- Проведено сравнение сечения  $\sigma_r^{D(3)}$ , измеренного FPS ( $\sigma_{FPS}$ ) и LRG ( $\sigma_{LRG}$ ) методами и вычислен вклад процессов дифракционной диссоциации протона в  $\sigma_{LRG}$ . Отношение  $\sigma_{LRG}/\sigma_{FPS} = 1.20 \pm 0.11(\text{эксп.})$  не зависит от  $Q^2$  и  $\beta$ , что указывает<sup>2</sup> на универсальность КХД процессов фотон-партонного рассеяния в реакциях с образованием лидирующего протона в конечном состоянии и с дифракционной диссоциацией протона;
- Разработана методика реконструкции лидирующих протонов в спектрометре FPS с использованием технологии Roman Pot и сцинтилляционных фиберных детекторов.

---

<sup>2</sup>переменная  $\beta = x/x_{IP}$ , где  $x$  - переменная Бьеркена, а  $x_{IP}$  - продольная доля импульса протона, переданная в дифракционном обмене

## 1.4 Научная новизна работы

В данной работе представлены новые результаты по измерению сечения дифракционного глубоконеупругого  $ep \rightarrow eXp$  рассеяния, полученные в эксперименте H1 на коллайдере HERA. Данные процессы характеризуются образованием в конечном состоянии лидирующих протонов, которые измерялись с помощью спектрометра лидирующих протонов (FPS). Увеличение светимости коллайдера во время периода HERA-2 позволило получить данные со статистической точностью приблизительно в 20 раз превышающей предыдущие FPS измерения (HERA-1 период).

Впервые было измерено сечение  $\sigma_r^{D(3)}$  в дифракционных процессах глубоконеупругого  $ep$  рассеяния с лидирующим протоном в конечном состоянии в кинематической области больших  $Q^2$  ( $120 < Q^2 < 700 \text{ ГэВ}^2$ ).

Были проведены измерения сечений  $\sigma_r^{D(4)}$  и  $\sigma_r^{D(3)}$  в дифракционных процессах глубоконеупругого  $ep$  рассеяния при  $4 < Q^2 < 110 \text{ ГэВ}^2$  с лидирующим протоном в конечном состоянии с помощью FPS метода. Экспериментальная погрешность наиболее точных измерений составляет  $\sim 10\%$ .

Проведенное сравнение сечения  $\sigma_r^{D(3)}$ , измеренного FPS ( $\sigma_{FPS}$ ) и LRG ( $\sigma_{LRG}$ ) методами, позволило вычислить вклад процессов дифракционной диссоциации протона в  $\sigma_{LRG}$ . Были получены новые свидетельства универсальности дифракционных партонных распределений в протоне и применимости гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине для описания дифракционного ГНР.

## 1.5 Научно-практическая значимость результатов

Полученные результаты по измерению сечения дифракционного глубоконеупругого  $ep$  рассеяния расширяют экспериментальный материал и могут быть использованы для дальнейшего развития и уточнения существующих представлений о природе дифракционного обмена, для развития методов и механизмов, лежащих в основе динамики дифракционных процессов. Также эти результаты могут быть использованы при планировании исследований на других экспериментальных установках и при других экспериментальных условиях.

## 1.6 Достоверность результатов

Основные результаты, представленные в диссертации, являются официальными результатами коллаборации H1, что гарантирует их достоверность.

Эти результаты докладывались на международных конференциях, совещаниях и были опубликованы в реферируемых научных изданиях.

Результаты данной работы также согласуются с измерениями, полученными другим, статистически независимым, методом (LRG метод) и с результатами эксперимента ZEUS, одновременно работавшего на коллайдере HERA.

## 1.7 Личный вклад диссертанта

Автор участвует в эксперименте H1 с 1996 г. и внес личный вклад в выполнение задач, связанных с проведением эксперимента, измерениями и анализом данных. Определяющий вклад, сделанный автором в получение представленных результатов, заключается в следующем:

- Лабораторные тесты и инсталляция горизонтальных и вертикальных регистрирующих станций спектрометра FPS в туннеле коллайдера HERA.
- Разработка и введение в состав программного обеспечения эксперимента H1 программ мониторинга сигналов FPS, моделирования и реконструкции треков лидирующих протонов в горизонтальных и вертикальных детекторах FPS.
- Постоянная поддержка функционирования детекторов и программного обеспечения FPS во время набора статистики эксперимента H1, мониторинг сигналов и эффективности FPS.
- Калибровка горизонтальных и вертикальных регистрирующих станций FPS, реконструкция энергии и поперечного импульса лидирующих протонов.
- Интеграция программ для реконструкции и анализа FPS событий в объектно-ориентированное программное обеспечение эксперимента H1 в рамках пакета ROOT.
- Измерение сечения дифракционных глубоконеупругих процессов FPS методом и анализ характеристик таких процессов, сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями КХД и с результатами, полученными другими (статистически независимыми) методами.
- Подготовка результатов исследования к публикациям.

## 1.8 Апробация работы и публикации

Результаты, представленные в диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах и рабочих совещаниях коллаборации H1 и на семинарах ЛФВЭ ОИЯИ. Результаты были представлены на международных совещаниях и конференциях:

- 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).

Основные результаты диссертации опубликованы в журналах "Nuclear Instruments and Methods"[1] и "The European Physics Journal C"[2].

## 1.9 Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка библиографии. Объем диссертации составляет 147 страниц, включая 76 рисунков, 11 таблиц и список библиографии из 91 наименования.

## 2 Содержание диссертации

### 2.1 Введение

Во введении сформулированы цели диссертационной работы, дана краткая характеристика темы и описана структура диссертации. Во введении отмечается актуальность темы исследования, научная новизна работы, личный вклад автора в получение представленных результатов.



## 2.2 Дифракционное глубоконеупругое рассеяние в $ep$ столкновениях

В первой главе кратко описаны механизмы дифракционных и ГНР процессов в  $ep$  столкновениях, описана кинематика таких процессов и приведена необходимая терминология. Дан обзор существующих экспериментальных данных и теоретических подходов для описания свойств дифракционных процессов в физике высоких энергий.

## 2.3 Постановка эксперимента

Во второй главе дается краткое описание коллайдера HERA и установки H1. Более подробно описаны детекторы установки H1, которые были использованы в представленных измерениях: центральный трековый детектор (CTD), задняя пропорциональная камера (BPC), калориметры SpaCal и LAr.

Также кратко описаны способы идентификации дифракционных событий на коллайдере HERA: метод большого быстрого интервала (LRG метод), основанный на анализе структуры событий в пространстве быстрот (псевдобыстрот), и метод лидирующего протона (FPS метод), основанный на регистрации лидирующего протона (рассеянного на малый угол с импульсом близким первоначальному) спектрометром лидирующих протонов (FPS).

Более подробно описывается спектрометр FPS, состоящий из четырех станций (Рис. 1), который был установлен в передней области детектора H1 на расстоянии 64–90 метров от точки  $ep$  столкновения, чтобы расширить аксептанс H1 детектора в этой области и измерять импульс лидирующих протонов, рассеянных на углы меньше 1 мрад. Спектрометр состоял из двух

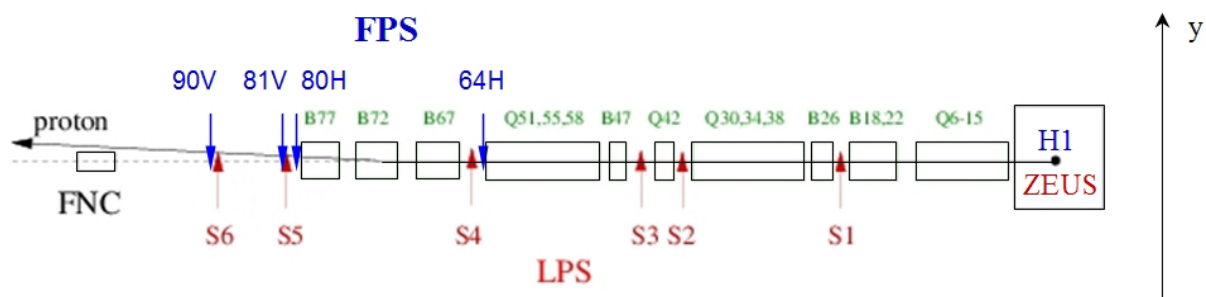


Рис. 1: Схематичное изображение расположения станций спектрометров лидирующих протонов LPS (детектор ZEUS) и FPS (детектор H1).

горизонтальных станций (64H, 80H), расположенных на расстоянии 64 и 80

метров от точки взаимодействия и двух вертикальных (81V, 90V), расположенных на расстоянии 81 и 90 метров (Рис. 1)<sup>3</sup>. Протон, рассеянный в результате столкновения на маленький угол, пройдя через пучковые магниты HERA, на расстоянии приблизительно 60м от точки взаимодействия имел отклонение несколько сантиметров от центральной орбиты протонного пучка и его импульс измерялся с помощью спектрометра. Каждая станция содержала многослойные сцинтилляционные фиберные детекторы, свет с которых собирался на многоканальные позиционно-чувствительные фотоумножители (PSPM, ПЧФУ). Сцинтилляционные пластины перекрывали чувствительную область фиберных детекторов и использовались для триггерного сигнала. Чтобы обеспечить необходимую апертуру пучка протонов при инжекции в HERA, фиберные детекторы устанавливались в подвижных плунжерных сосудах, т.н. Римских горшках (Roman Pots), которые находились в выведенном положении во время формирования пучка и настройки его орбиты. Когда достигались устойчивые параметры пучка, детекторы вводились как можно ближе к циркулирующему пучку протонов. Координаты расположения магнитов, с известным магнитным полем вдоль пучковой трубы, позволяли не только регистрировать рассеянный протон, но и восстанавливать импульс и угол рассеяния лидирующего протона. Между точкой столкновения и FPS станциями были размещены только дипольные и квадрупольные магниты. Это позволяло независимо восстанавливать энергию рассеянного протона в обеих проекциях X и Y. Магнитная оптика между FPS и H1 детектором использовалась как спектрометр.

На первом этапе реконструкции трека сработавшие фиберы в координатном детекторе группировались в кластеры, совместимые с треком. Каждая станция FPS состояла из двух идентичных фиберных детекторов, расположенных на расстоянии 60 мм друг от друга. Каждый кластер в первом детекторе объединялся с каждым кластером во втором детекторе, чтобы получить проекцию трека. Наклон этих проекций использовался, чтобы выбрать треки лидирующих протонов. Типичное распределение угла наклона с узким пиком, соответствующим трекам лидирующих протонов, показано на Рис. 2а. Две проекции объединялись в локальный трек. На Рис. 2б показано распределение реконструируемых треков в одной станции в плоскости XY.

Все локальные треки в чувствительной области детектора использовались для восстановления глобальных треков для каждой пары вертикальных и горизонтальных FPS станций с учетом коррекции на положение детекторов. Большое расстояние между двумя станциями позволяло измерять наклон

---

<sup>3</sup>В период HERA-2 первая станция располагалась на расстоянии 61 метр от точки взаимодействия

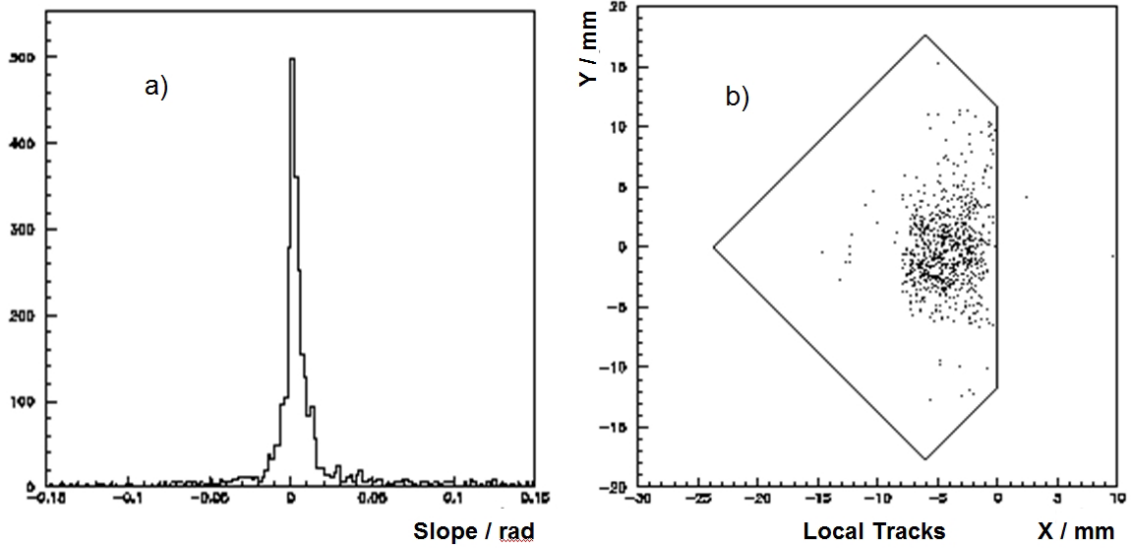


Рис. 2: Типичное распределение наклона реконструируемых треков в одной станции (a) и распределение треков в плоскости XY (b).

глобальных треков с точностью до нескольких мкрад. Для периода HERA-2, после модернизации FPS детектора, эффективность реконструкции трека лидирующего протона, пересекающего обе горизонтальные станции, составила 48%.

Интерсепт  $X$  и наклон  $X'$  глобальных треков в горизонтальной проекции были связаны с энергией  $E$  и углом  $\theta_x$  рассеянного протона с помощью двух линейных уравнений:

$$X = a_x(E) + b_x(E) \cdot \theta_x \quad , \quad X' = c_x(E) + d_x(E) \cdot \theta_x \quad .$$

Функции преобразования  $a_x(E)$ ,  $b_x(E)$ ,  $c_x(E)$  и  $d_x(E)$  определялись из Монте Карло моделирования рассеянных протонов в центральных точках  $Z = +85$  м и  $Z = +72$  м для вертикальных и горизонтальных станций соответственно. Функции преобразования вычислялись относительно номинальной орбиты пучка. Фактическая орбита пучка изменялась для различных протонных заполнений в кольце HERA и, поэтому, прежде чем использовать параметры треков для восстановления энергии, требовалась калибровка положений детектора относительно пучка протонов.

Для калибровки горизонтальных станций использовались события дифракционного фоторождения  $\rho^0$ -мезонов ( $p\gamma^* \rightarrow p'\rho^0 \rightarrow p'\pi^+\pi^-$ ), где сравнивались переменные конечного состояния события полностью реконструируемого в центральном детекторе и в FPS. Калибровка положения детекторов относительно пучка протонов делалась для каждого заполнения протонов в кольце HERA. На Рис. 3 приведен  $p_{x,y}$ -баланс между лидирующим

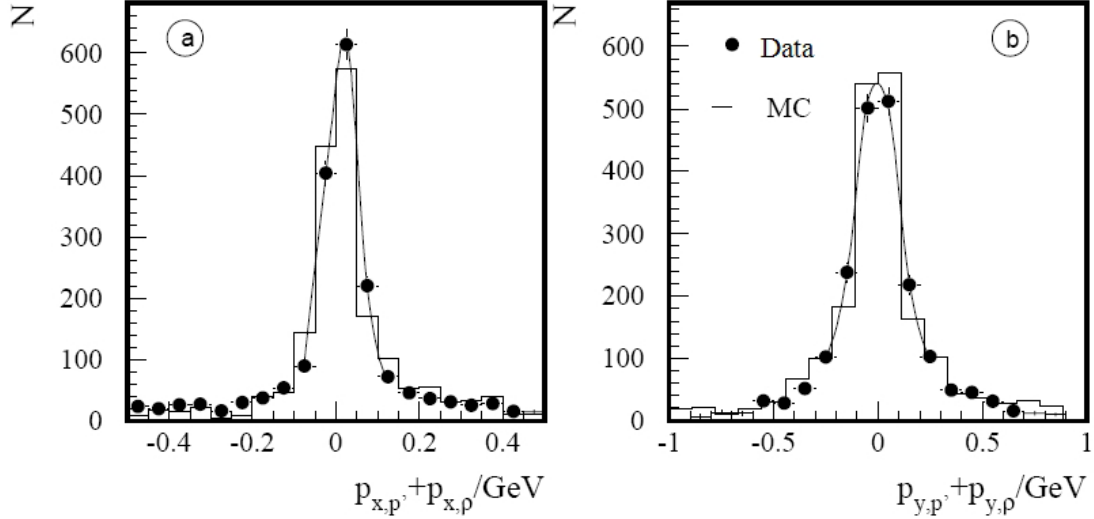


Рис. 3:  $P_{x,y}$ -баланс между лидирующим протоном и  $\rho^0$ -мезоном. Данные профитированы функцией Гаусса: а) средняя величина  $\mu_x = 0.013 \pm 0.014$  ГэВ,  $\sigma_x = 0.037 \pm 0.002$  ГэВ; б)  $\mu_y = -0.0026 \pm 0.0037$  ГэВ,  $\sigma_y = 0.096 \pm 0.005$  ГэВ.

протоном  $p'$ , измеренным в FPS, и  $\rho^0$ -мезоном, измеренным в центральном детекторе. Видно, что баланс между импульсами лидирующего протона и  $\rho^0$ -мезона сохранялся с хорошей точностью. Неопределенность в измерениях поперечного импульса составляла 10 МэВ для  $p_x$  и 30 МэВ для  $p_y$  при различных параметрах пучка протонов (положение и наклон в точке взаимодействия).

## 2.4 Анализ и обработка экспериментальных данных

В третьей главе описаны условия отбора дифракционных  $ep$  событий в ГНР и представлены результаты измерения сечений в дифракционном глубоко-неупругом  $ep \rightarrow eXp$  рассеянии. Описаны алгоритмы оценки и введения коррекций на смещающие факторы измерений, разбиения кинематической области на интервалы, расчета аксептансов и определения систематики измерений. Все алгоритмы были отлажены с помощью Монте Карло моделирования  $ep$  событий, сгенерированных МК генератором RAPGAP.

Данные, используемые в этом анализе, соответствуют интегральной светимости  $156.6 \text{ пб}^{-1}$  и были зарегистрированы детектором H1 в  $e^-p$  взаимодействиях (светимость  $77.2 \text{ пб}^{-1}$ ) и  $e^+p$  взаимодействиях (светимость  $79.4 \text{ пб}^{-1}$ ) во время периода HERA-2 с 2005 по 2007 гг. Во время этого периода коллайдер HERA оперировал электронным и протонным пучками с энергиями  $E_e = 27.6$  ГэВ и  $E_p = 920$  ГэВ, что соответствует энергии в системе центра масс  $ep$  столкновения  $\sqrt{s} = 319$  ГэВ.

**Отбор событий** дифракционного ГНР, используемых в данном анализе, производился на основании совпадения триггерных сигналов FPS и сигналов в электромагнитном SpaCal или LAr калориметрах. Лидирующий протон измерялся в FPS, а рассеянный электрон реконструировался в SpaCal или LAr калориметрах.

Для подавления фоновых событий, вызванных синхротронным излучением и взаимодействием протонов с остаточным газом в пучковой трубе, для подавления фоновых процессов фоторождения и событий, в которых электрон теряет значительную энергию на электромагнитное излучение, применялись следующие условия отбора ГНР событий:

- Реконструированная  $z$  координата вершины события должна лежать в пределах 35 см ( $\sim 3\sigma$ ) от средней позиции. По крайней мере один трек, выходящий из вершины взаимодействия и восстановленный в СТД, обязан иметь поперечный импульс выше 0.1 ГэВ.
- Энергия  $E_e$  и полярный угол  $\theta_e$  рассеянного электрона определялись из SpaCal (LAr) кластера, координаты которого соответствовали координатам трека от заряженной частицы, восстановленного в ВРС (СТД), и вершиной взаимодействия, восстановленной в СТД. Электрон должен удовлетворять условиям  $154^\circ < \theta_e < 176^\circ$  и  $E_e > 8$  ГэВ в SpaCal калориметре или  $\theta_e < 154^\circ$  и  $E_e > 10$  ГэВ в LAr калориметре.
- Величина  $E - p_z$ , вычисленная из энергий и продольных импульсов всех реконструированных частиц, включая электрон, должна лежать между 35 ГэВ и 70 ГэВ. Для ГНР событий с нейтральными токами эта величина должна быть равна двойной энергии электронного пучка, если пренебречь эффектами детектора и электромагнитным излучением.

Для лидирующего протона, измеренного в FPS, применялись следующие требования:

- Измерение ограничено областью с высоким FPS аксептансом: горизонтальная и вертикальная проекции поперечного импульса лежат в диапазонах  $-0.63 < p_x < -0.27$  ГэВ и  $|p_y| < 0.8$  ГэВ, соответственно, и энергия лидирующего протона  $E_p$  больше 90% протонной энергии пучка  $E_p$ .
- Величина  $E + p_z$ , полученная суммированием по всем восстановленным частицам, включая лидирующий протон, должна быть ниже 1900 ГэВ. Для ГНР событий с нейтральными токами эта величина должна быть

равна двойной энергии протонного пучка, если пренебречь эффектами детектора. Это требование применялось, чтобы подавить случаи, где ГНР события, реконструированные в центральном детекторе, совпадают со случайным фоновым треком от гало пучка в FPS.

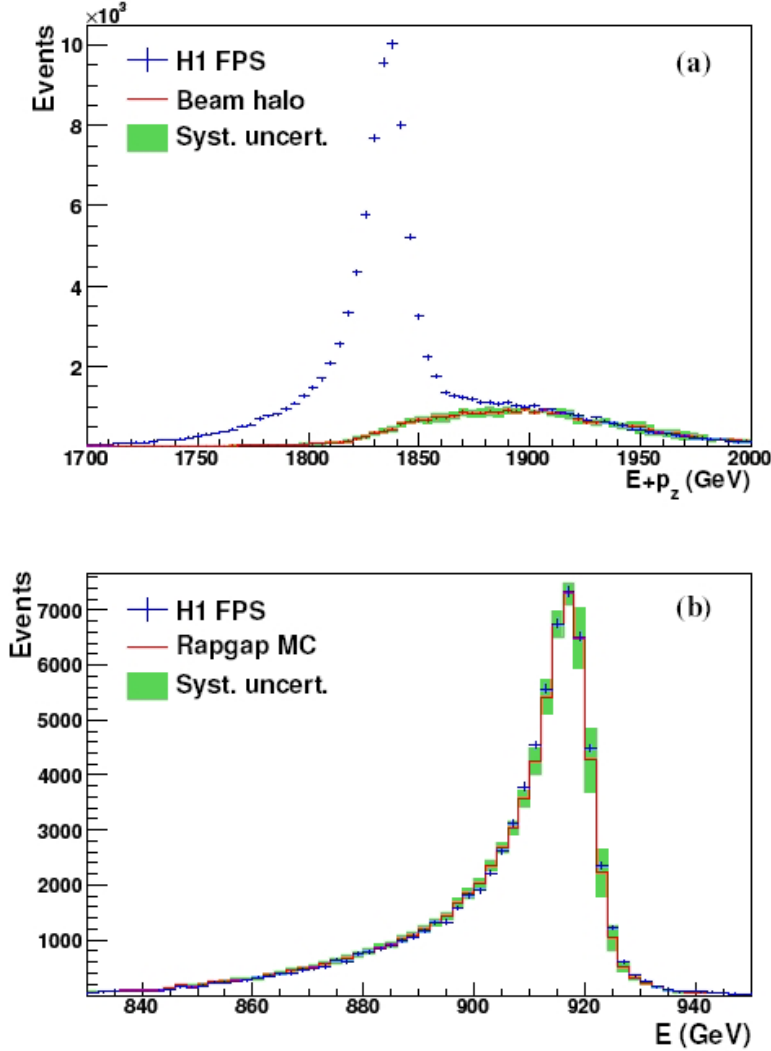


Рис. 4: (а) Распределение  $E + p_z$  для FPS ГНР событий (кресты) и для ГНР событий, реконструированных в центральном детекторе H1, случайно совпадающих с гало протонов, дающему сигнал в FPS (гистограмма). Приведены систематические неопределенности (окрашенные полосы). (б) Энергетическое распределение лидирующего протона, реконструированного в FPS (кресты). Фон от гало пучка вычтен из данных. Распределение RAPGAP Монте Карло (гистограмма) приведено с экспериментальными систематическими неопределенностями (окрашенные полосы).

Чтобы оценить фон от гало пучка, величину  $E + p_z$  для всех восстановленных частиц в центральном детекторе в ГНР событиях (без требования трека в FPS) суммировали с величиной  $E + p_z$ , измеренной в FPS от событий, записанных со случайным триггером. Получающееся фоновое распре-

деление было нормализовано на распределение FPS ГНР данных в диапазоне  $E + p_z > 1900$  ГэВ, где фон от гало пучка доминировал. В области  $E + p_z < 1900$  ГэВ фон составлял в среднем 13 %. Спектр  $E + p_z$  для

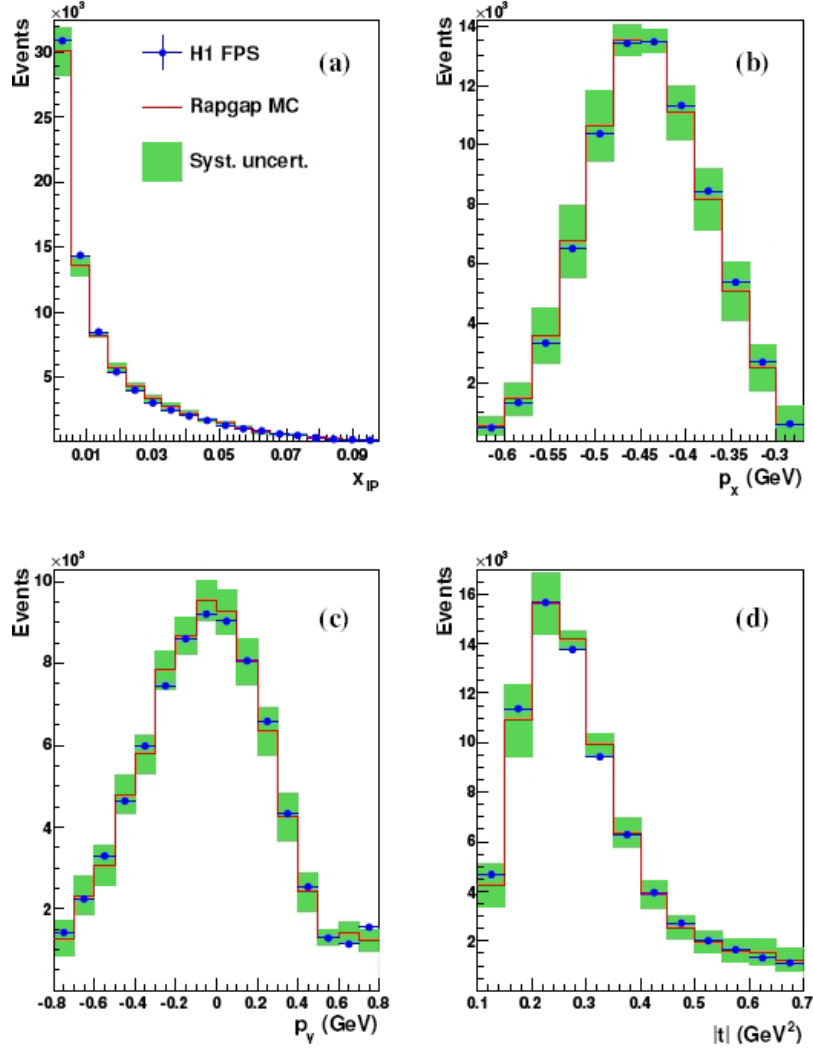


Рис. 5: (a) Распределения (a) $x_{IP}$  , (b) $p_x$  ,(c) $p_y$  , (d)  $|t|$ , реконструированные в FPS (точки). Фон от гало пучка вычтен из данных. Гистограмма RAPGAP Монте Карло моделирования (сплошная линия) приведена вместе с экспериментальными систематическими неопределенностями (окрашенные полосы).

лидирующего протона и ГНР событий гало протонов приведен на Рис. 4а. Фон определялся, используя распределение  $E + p_z$ , реконструированное как функция переменных  $x, Q^2$  и  $t$ . Сравнение FPS данных после вычитания фона и результатов моделирования RAPGAP представлено на Рис. 4b для энергии лидирующего протона  $E_p'$  и на Рис. 5 для переменных  $x_{IP}, p_x, p_y$  и  $|t|$ .

В данном анализе требовалось, чтобы абсолютная величина квадрата переданного 4-импульса в протонной вершине  $|t|$  лежала в диапазоне  $0.1 <$

$|t| < 0.7$  ГэВ<sup>2</sup> и  $x_{IP} < 0.1$ . Измерение разделялось на область промежуточных  $Q^2$  ( $4 < Q^2 < 110$  ГэВ<sup>2</sup>,  $0.03 < y < 0.7$ )<sup>4</sup> и область больших  $Q^2$  ( $120 < Q^2 < 700$  ГэВ<sup>2</sup>,  $0.03 < y < 0.8$ ) для данных с рассеянным электроном, реконструированным в SpaCal и LAr калориметрах, соответственно. Данный анализ содержал около 68200 событий в области промежуточных  $Q^2$  и около 400 событий в области больших  $Q^2$ .

### Измерение сечения

В данном разделе описана методика измерения сечения. Дифференциальное сечение инклюзивного дифракционного процесса, как функция четырех кинематических переменных, может быть выражено через структурные функции  $F_2^{D(4)}$  и  $F_L^{D(4)}$  следующим образом:

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

где приведенное сечение  $\sigma_r^{D(4)}$  определяется выражением:

$$\sigma_r^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t) = F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t) - \frac{y^2}{1 + (1 - y)^2} F_L^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t). \quad (2)$$

Вклад в сечение, вносимый фотонами с продольной поляризацией  $F_L^{D(4)}$ , часто предполагается пренебрежимо малым, что является достаточно хорошим приближением при небольших значениях  $y$ .

Дифференциальное сечение дифракционного глубоконеупругого  $ep$  рассеяния, с учетом коррекций сечения к значению в центре бина, в данном анализе вычислялось следующим образом:

$$\left. \frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow eXp}}{d\beta dQ^2 dx_{IP} dt} \right|_c = \frac{N_{DIS}(t, x_{IP}, \beta, Q^2) \cdot (1 - f_{BG}(t, x_{IP}, Q^2, E + p_z))}{A_{FPS}(t, x_{IP}) \cdot \varepsilon_{FPS} \cdot L \cdot A_{H1}(\beta, Q^2)} \times \frac{BCC(t_c, x_{IP,c}, \beta_c, Q_c^2)}{RadCor(x_{IP}, \beta, Q^2)} \quad (3)$$

где  $N_{DIS}$  - число отобранных ГНР событий в данных ( $\sim 69000$ ),  $f_{BG}$  - доля фоновых событий ( $\sim 0.13$ ),  $A_{FPS}$  и  $A_{H1}$  - аксептанс FPS и H1 детекторов,  $\varepsilon_{FPS}$  - эффективность реконструкции трека в FPS детекторе ( $\sim 0.48$ ),  $L$  - интегральная светимость ( $156.6$  пб<sup>-1</sup>),  $RadCor$  - радиационные поправки,  $BCC$  - коррекции сечения к значению в центре бина.

Систематические погрешности измерения сечений включали в себя неопределенности МК моделирования и точности оценки характеристик детектора.

<sup>4</sup>переменная  $y$  называется неупругостью процесса. Величина ее равна доле энергии начального электрона, переданной виртуальному фотону в системе покоя протона.



Систематические погрешности, показанные на рисунках, получены добавлением в квадрате всех вкладов, кроме неопределенности нормировки, что дает среднюю погрешность для данных 8%. Неопределенность нормировки сечения составляет 4.3% и 6% для  $\sigma_r^{D(4)}$  и  $\sigma_r^{D(3)}$  измерений. Полная экспериментальная погрешность наиболее точных измерений сечений  $\sigma_r^{D(4)}$  и  $\sigma_r^{D(3)}$  составляет  $\sim 10\%$  и представляет квадратичную сумму статистической, систематической и нормировочной погрешностей измерений.

### Результаты и их интерпретация

Зависимость дифракционного ГНР от переменных  $\beta$ ,  $Q^2$ ,  $x_{IP}$  и  $t$  изучалась в терминах приведенного сечения  $\sigma_r^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t)$  и  $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$ . Результаты для  $\sigma_r^{D(4)}$  получены в трех областях по  $t$ :  $0.1 \leq |t| < 0.3$  ГэВ<sup>2</sup>,  $0.3 \leq |t| < 0.5$  ГэВ<sup>2</sup>,  $0.5 \leq |t| < 0.7$  ГэВ<sup>2</sup>, которые интерполировались к величинам  $|t| = 0.2, 0.4, 0.6$  ГэВ<sup>2</sup>, используя измеренную  $t$  зависимость при каждом значении  $\beta$ ,  $Q^2$  и  $x_{IP}$ . На Рис. 6 показано приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(4)}$  как функция  $x_{IP}$  для различных значений  $|t|$ ,  $\beta$  и  $Q^2$ . Для средних и больших величин  $\beta$  зависимость  $x_{IP}\sigma_r^{D(4)}$  от  $x_{IP}$  падает или постоянна. Такое поведение согласуется с доминантным вкладом померонного обмена, описанным в рамках теории Редже линейной траекторией  $\alpha_{IP}(t) = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP}t$  с интерсептом  $\alpha_{IP}(0) \geq 1$ . При низких  $\beta$  сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(4)}$  растет с увеличением  $x_{IP}$  при самых больших  $x_{IP}$ , что интерпретируется как вклад реджеона ( $IR$ ) с интерсептом  $\alpha_{IP}(0) < 1$ . Это наблюдение согласуется с предыдущим N1 FPS анализом.

В рамках параметризации Редже определены **параметры померонной траектории**. Чтобы описать зависимость сечения от  $x_{IP}$  и  $t$ , структурную функцию параметризуют в форму

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

которая предполагает факторизацию  $x_{IP}$  и  $t$  зависимостей в протонной вершине от зависимостей  $\beta$  и  $Q^2$  для померона и реджеона без интерференции между этими двумя вкладами. Зависимости  $x_{IP}$  и  $t$  параметризуются, используя факторы потока померона  $f_{IP}$  и реджеона  $f_{IR}$ , согласно Редже феноменологии:

$$f_{IP}(x_{IP}, t) = A_{IP} \cdot \frac{e^{B_{IP}t}}{(x_{IP})^{2\alpha_{IP}(t)-1}} \quad ; \quad f_{IR}(x_{IP}, t) = A_{IR} \cdot \frac{e^{B_{IR}t}}{(x_{IP})^{2\alpha_{IR}(t)-1}} \quad . \quad (5)$$

В рамках Редже теории реджеон имеет линейную траекторию  $\alpha_{IR}(t) = \alpha_{IR}(0) + \alpha'_{IR}t$  так же, как и померон. При фитировании экспериментальных  $F_2^{D(4)}$  данных с помощью уравнения 4 рассмотрены следующие свободные

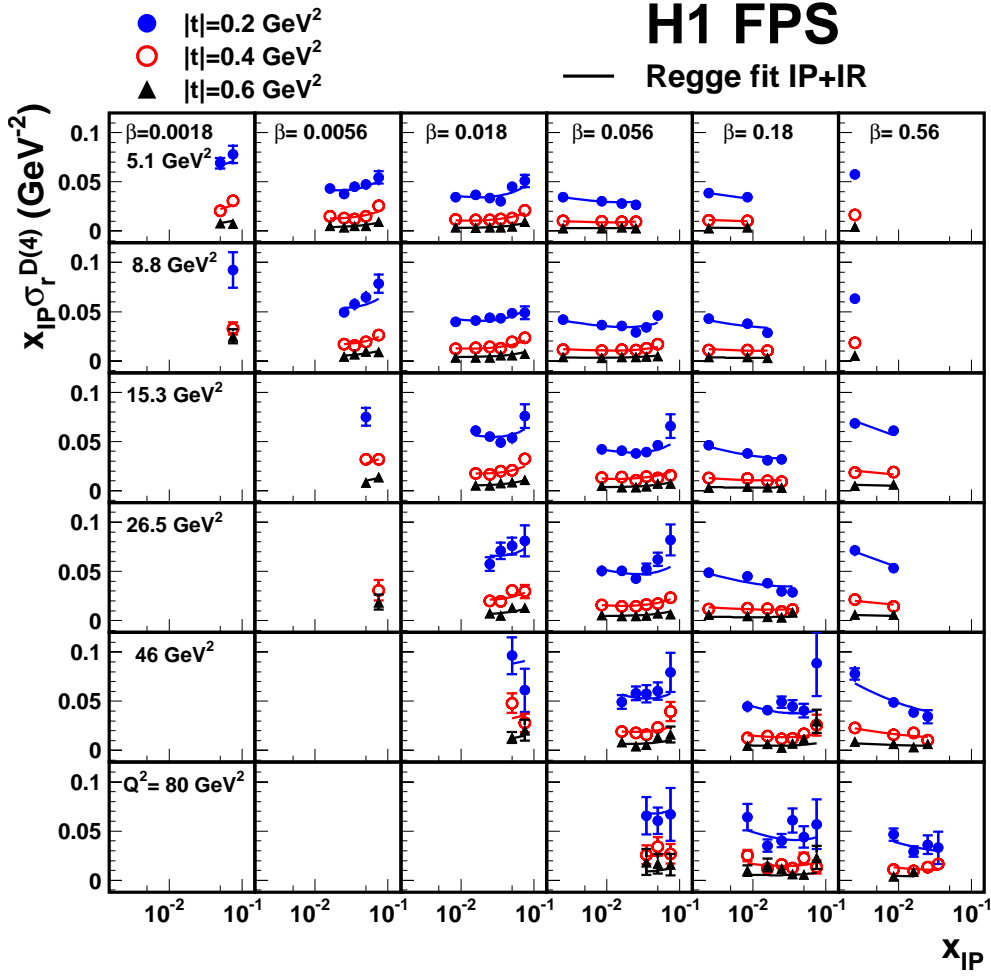


Рис. 6: Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(4)}$  как функция  $x_{IP}$  для различных величин  $t, \beta, Q^2$ . Значение погрешности соответствует сумме статистической и систематической погрешностей в квадратурах. Неопределенность нормировки сечения 4.3 % не показана. Сплошные кривые представляют результаты феноменологического фита Редже, включая обмен помероном ( $IP$ ) и реджеоном ( $IR$ ).

параметры: интерсепт  $\alpha_{IP}(0)$  и наклон  $\alpha'_{IP}$  померонной траектории, экспоненциальный параметр  $B_{IP}$  для  $x_{IP} \rightarrow 1$ , померонная структурная функция  $F_2^{IP}(\beta, Q^2)$  в каждом  $(\beta, Q^2)$  бине и параметр  $n_{IR}$ , описывающий нормировку реджеонного вклада. Реджеонная структурная функция  $F_2^{IR}(\beta, Q^2)$  в каждом  $(\beta, Q^2)$  бине берется из параметризации пионной структурной функции. Поведение структурной функции  $F_2^{D(4)}$  при больших  $x_{IP}$  и низких  $\beta$  чувствительно к реджеонным параметрам  $\alpha_{IR}(0), \alpha'_{IR}$  и  $B_{IR}$ . Эти параметры брались из ранее опубликованных данных:  $\alpha_{IR}(0) = 0.50, \alpha'_{IR} = 0.3 \text{ ГэВ}^{-2}$  и  $B_{IR} = 1.6 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Полученные результаты для свободных параметров приведены в таблице 1. Экспериментальные погрешности параметров фита определены как квадратичная сумма статистических и систематических погрешностей. Модельные погрешности определены путем вариации фиксированных парамет-

ров фита, делая их свободными друг за другом при каждом повторении. Влияние малого вклада  $F_L^{D(4)}$  в сечение  $\sigma_r^{D(4)}$  также включено в модельную погрешность. Полученный результат для  $\alpha_{IP}(0)$  согласуется с предыдущи-

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

Таблица 1: Центральные значения параметров, полученные в результате фитирования структурной функции  $F_2^{D(4)}$  в рамках параметризации Редже, и их экспериментальные и модельные погрешности.

ми H1 измерениями с использованием LRG и FPS методов и с измерениями, полученными коллаборацией ZEUS. Также полученный результат согласуется в пределах погрешностей с измерениями  $\alpha_{IP}(0) = 1.08$ , проведенными в процессах мягкого адрон-адронного рассеяния. В то же время, наклон померонной траектории меньше, чем величина  $\alpha'_{IP} \simeq 0.25 \text{ ГэВ}^{-2}$ , полученная в мягком адрон-адронном рассеянии, что характеризует дифракционные процессы в жестком рассеянии.

Для **проверки факторизации в протонной вершине** или Редже факторизации изучались зависимости  $\alpha_{IP}(0)$ ,  $\alpha'_{IP}$  и  $B_{IP}$  от  $Q^2$ , повторяя фит, описанный выше, в трех различных диапазонах по  $Q^2$ . Результаты фитирования, показанные на Рис. 7, указывают на то, что нет сильной зависимости от  $Q^2$ . Экспериментальные погрешности определены как квадратичная сумма статистической и некоррелированной систематической погрешностей. При фитировании параметр нормировки  $n_{IR}$  брался фиксированным, согласно таблице 1.

Предполагая, что  $t$ -зависимость сечения ( $d\sigma/dt \propto e^{Bt}$ ) пропорциональна экспоненте, параметр наклона  $B$  измерен как функция  $x_{IP}$  при различных фиксированных значениях  $Q^2$  и  $\beta$ . При этом не наблюдалось существенной зависимости параметра наклона  $B$  от  $Q^2$  и  $\beta$  для данных с  $x_{IP} \leq 0.025$ . Поэтому в рамках погрешностей  $t$ -зависимость сечения в области низких  $x_{IP}$  (доминирующий вклад померона) может факторизоваться от  $Q^2$  и  $\beta$  зависимостей. Так как не наблюдалось существенной зависимости параметра наклона  $B$  от  $Q^2$  или  $\beta$ , усредненный по этим переменным параметр  $B$  сравнивался с результатом параметризации  $t$ -зависимости, полученным при фитировании  $F_2^{D(4)}$  в рамках параметризации Редже. Результат, как функция

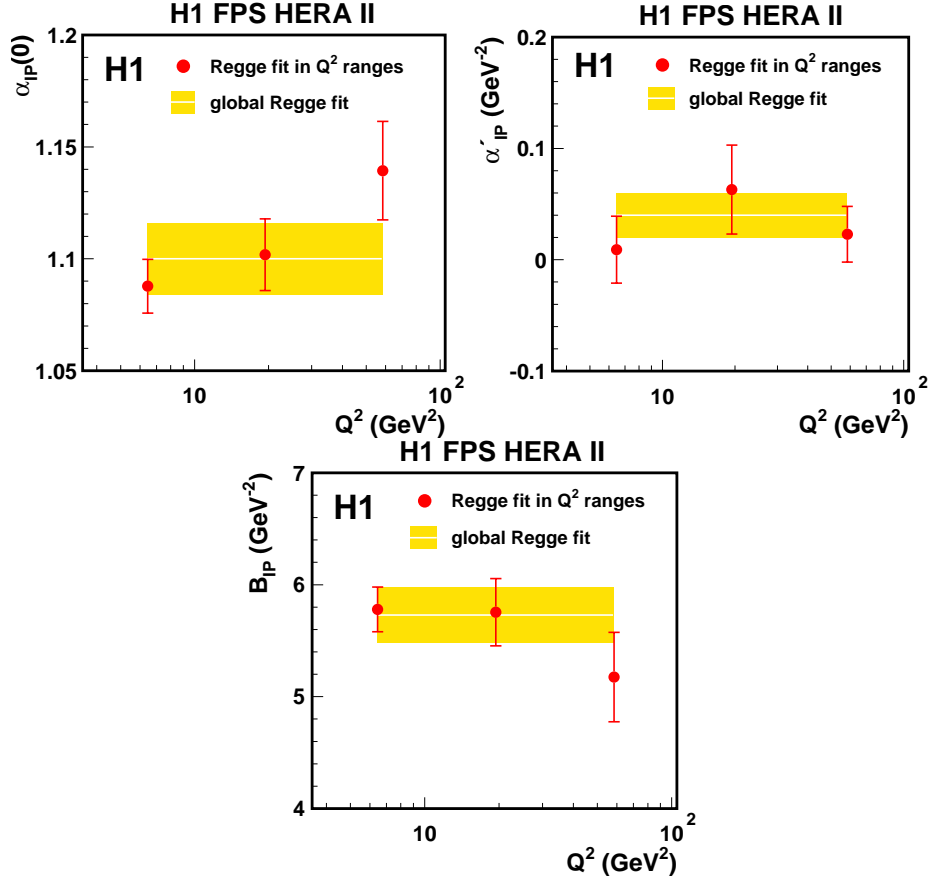


Рис. 7: Результаты Редже фитирования в трех различных диапазонах по  $Q^2$  для (a)  $\alpha_{IP}(0)$ , (b)  $\alpha'_{IP}$  и (c)  $B_{IP}$ . Экспериментальные погрешности измерений изображены вертикальными отрезками. Длина отрезка соответствует сумме статистической и некоррелированной систематической погрешностей в квадратурах. Белые линии и окрашенные полосы показывают результат экспериментальной неопределенности стандартного фитирования по всему  $Q^2$  диапазону.

$x_{IP}$ , показан на Рис. 8, на котором также показаны предыдущие H1 FPS результаты. На рисунке видно небольшое уменьшение параметра  $B$  с  $6 \text{ ГэВ}^{-2}$  до  $\sim 5 \text{ ГэВ}^{-2}$  при значениях  $x_{IP} \geq 0.05$ , где вклад реджеона существенный. Уменьшение параметра наклона указывает на то, что размер области взаимодействия уменьшается для  $IR$  обмена по сравнению с  $IP$  обменом.

Приведенное сечение  $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$  определялось как интеграл сечения  $\sigma_r^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t)$  в диапазоне  $|t_{min}| < |t| < 1 \text{ ГэВ}^2$ , который является областью измерения H1 при использовании LRG метода. В данном анализе приведенное сечение  $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$  получено при экстраполяции FPS данных из области измерения  $0.1 < |t| < 0.7 \text{ ГэВ}^2$  в область измерения LRG метода, используя  $t$ -зависимость в каждом  $(x_{IP}, \beta, Q^2)$  интервале.

Результаты измерения сечения  $\sigma_r^{D(3)}$ , полученные с помощью H1 FPS детектора, сравнивались с результатами, полученными с помощью спектромет-

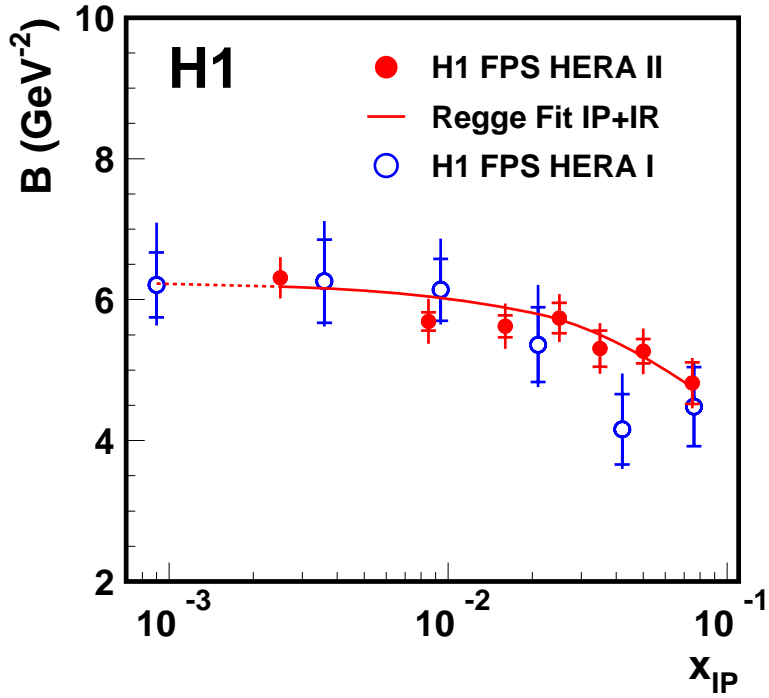


Рис. 8: Параметр наклона  $B$ , полученный при фитировании функцией  $d\sigma/dt \propto e^{Bt}$ , показан как функция  $x_{IP}$ . Экспериментальные погрешности измерений изображены вертикальными отрезками. Длина внутреннего отрезка соответствует величине статистической погрешности, а длина внешнего отрезка – сумме статистической и систематической погрешностей в квадратурах. Сплошная кривая представляет результат феномологического фита Редже к данным, включая обмен помероном и реджеоном. Пунктирная кривая представляет предсказание вне  $x_{IP}$  диапазона, используемого при фитировании. Также приведены ранее опубликованные H1 FPS результаты (неокрашенные круги).

ра лидирующих протонов (LPS) коллаборации ZEUS. В пределах погрешностей не наблюдалось сильной зависимости отношения H1 FPS данных к ZEUS LPS данным от переменных  $x_{IP}$ ,  $\beta$ ,  $Q^2$ .

При сравнении сечений  $\sigma_r^{D(3)}$ , полученных FPS и LRG методами, учитывалось разное определение сечений в этих двух случаях. При измерении сечения реакции  $ep \rightarrow eXY$  LRG методом система  $Y$  включала продукты протонной диссоциации с массой  $M_Y < 1.6$  ГэВ, тогда как при измерении сечения FPS методом, система  $Y$  определялась как протон. Отношение сечений, измеренных FPS и LRG методами, показано на Рис. 9 как функция  $Q^2$ ,  $\beta$  и  $x_{IP}$ . В пределах некоррелированных погрешностей (6%) нет существенной зависимости от  $Q^2$ ,  $\beta$  или  $x_{IP}$ . Величина отношения сечений LRG/FPS составила  $1.18 \pm 0.01$ (стат.)  $\pm 0.06$ (некорр.сист.)  $\pm 0.10$ (норм.). Доминантный вклад в погрешность вносит нормировка FPS и LRG данных. Результат, в пределах погрешностей, согласуется с величиной  $1.23 \pm 0.03$ (стат.)  $\pm 0.16$ (сист.), полученной в предыдущих опубликованных FPS и LRG данных. Объедине-

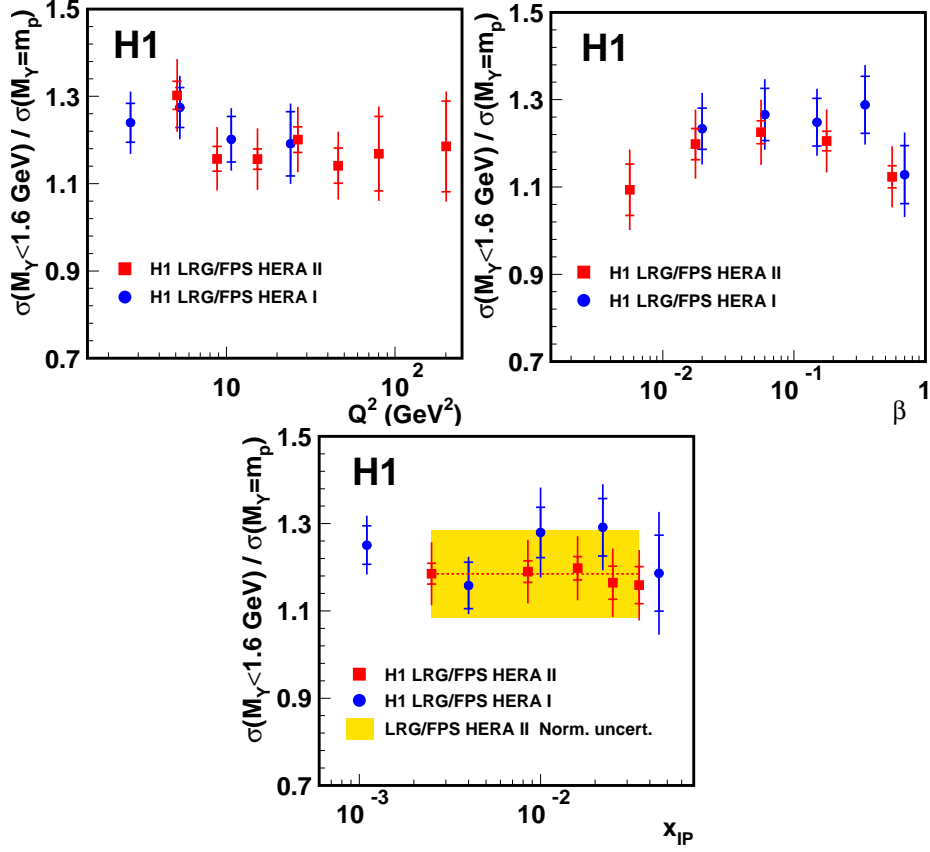


Рис. 9: Отношение сечений, полученных при использовании H1 LRG данных ( $M_Y < 1.6\text{ГэВ}$ ,  $|t| < 1\text{ГэВ}^2$ ) и при использовании FPS данных ( $M_Y < m_p$ ,  $|t| < 1\text{ГэВ}^2$ ). Приведены результаты для HERA-II периода (данный анализ) и для HERA-I периода (ранее опубликованные данные). Результаты показаны как функция (а)  $Q^2$ , (b)  $\beta$  и (с)  $x_{IP}$  после усреднения по другим переменным. Экспериментальные погрешности измерений изображены вертикальными отрезками. Длина внутреннего отрезка соответствует статистической погрешности. Длина внешнего отрезка соответствует сумме статистической и некоррелированной систематической погрешностей в квадратурах. Неопределенность нормировки 8.5% видна как окрашенная полоса на рисунке (с). Пунктирная линия на рисунке (с) представляет результат фитирования данных в приведенной области при условии, что нет зависимости от  $x_{IP}$ .

ние ранее полученного результата с данным измерением приводит к более точному значению отношения сечений:  $\frac{\sigma(M_Y < 1.6\text{GeV})}{\sigma(M_Y = m_p)} = 1.20 \pm 0.11$  (эксп.), где экспериментальная погрешность является комбинацией статистической, некоррелированной систематической и нормировочной погрешностей измерений.

Хорошее согласие между LRG (с учетом протонной диссоциации) и FPS данными подтверждает, что два метода дают согласующиеся результаты, несмотря на их очень разную систематику. Отсутствие зависимости отношения дифракционных сечений по переменным  $Q^2$  и  $\beta$ , измеренных LRG и FPS методами указывает на универсальность КХД процессов в реакциях фотон-

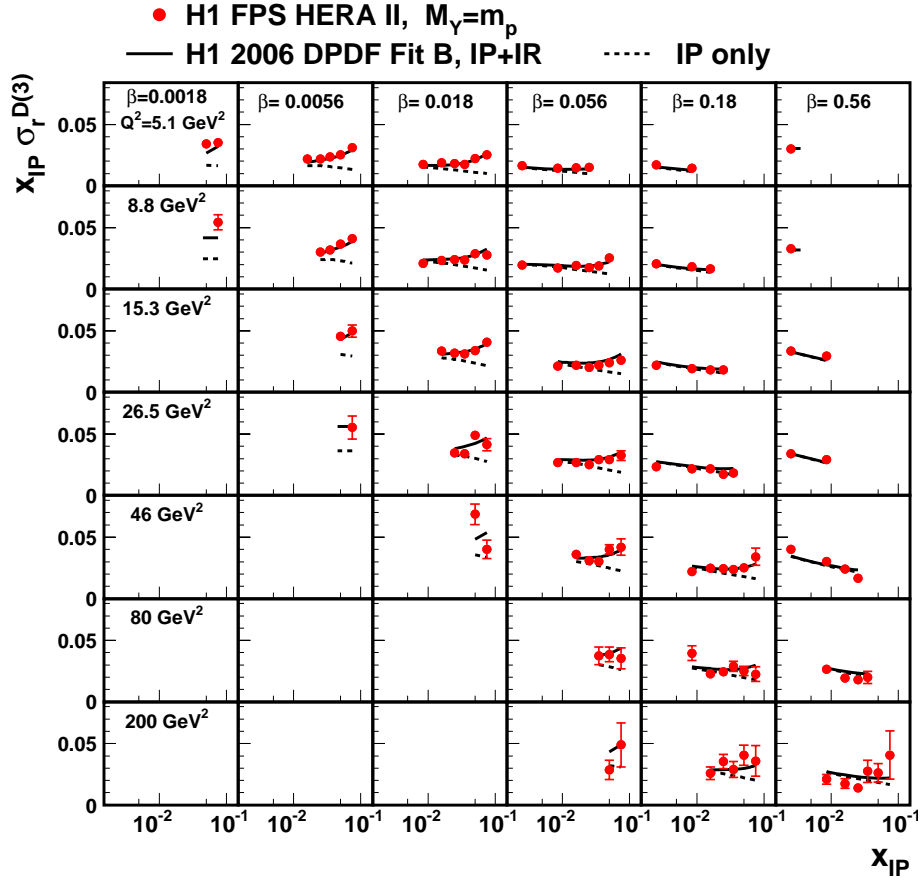


Рис. 10: Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$  для  $|t| < 1\text{ГэВ}^2$  как функция  $x_{IP}$  для различных значений  $\beta$  и  $Q^2$ . Экспериментальные погрешности измерений изображены вертикальными отрезками. Длина отрезка соответствует сумме статистической и систематической погрешностей в квадратурах. Сплошная кривая представляет результат предсказания H1 2006 DPDF Fit B к LRG данным, уменьшенный на фактор 1.20 для коррекции на вклады от процессов протонной диссоциации. Полная неопределенность нормировки 6% не показана. Пунктирные кривые указывают на вклад померона в этой модели.

партонного рассеяния с образованием лидирующего протона в конечном состоянии и с дифракционной диссоциацией протона. Результат подтвердил, что вклады от протонной диссоциации в измерении LRG меняют  $Q^2$ ,  $\beta$  или  $x_{IP}$  зависимости незначительно и, поэтому не могут сильно влиять (до различия в нормировочном параметре) на дифракционные партонные плотности, извлеченные из LRG данных.

Зависимость сечения  $\sigma_r^{D(3)}$  от переменных  $x_{IP}$  и  $Q^2$  представлены на Рис. 10,11. Данные FPS сравнивались с предсказаниями КХД в следующем за лидирующим порядке теории возмущений (NLO), полученными из параметризации H1 2006 DPDF Fit B для описания H1 LRG сечений, включая вклады процессов с обменом помероном и реджеоном. Нормировка предсказаний H1 2006 DPDF Fit B уменьшена на фактор 1.20 для корректировки LRG сечений

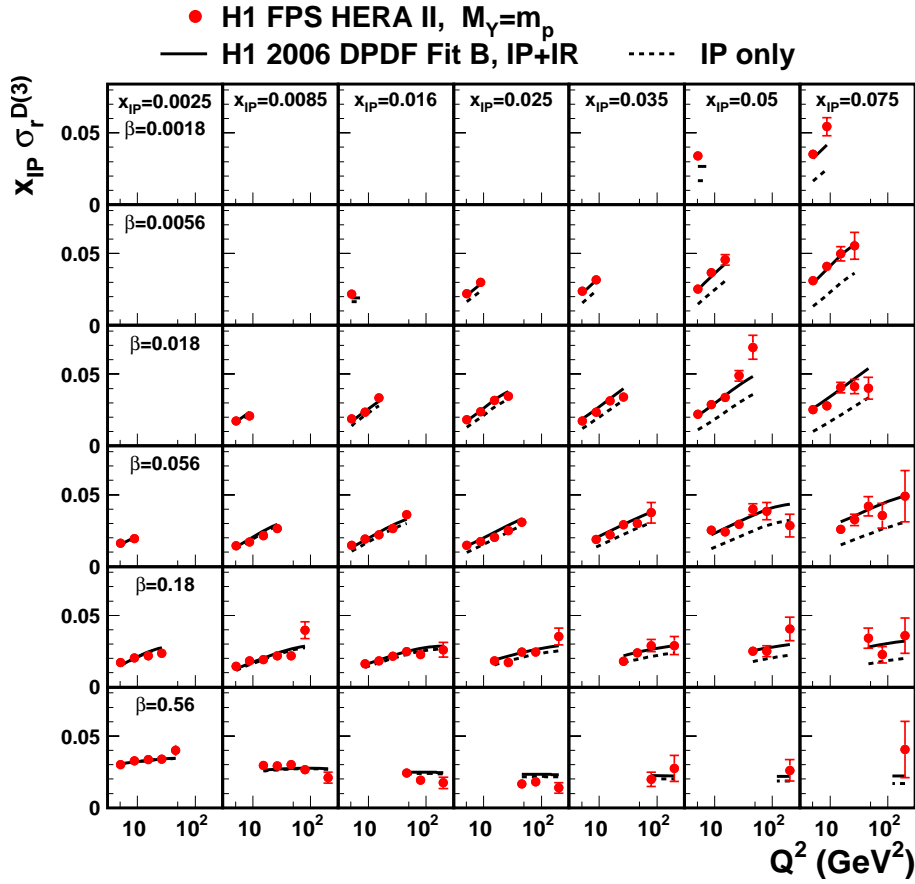


Рис. 11: Приведенное сечение  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$  для  $|t| < 1\text{ГэВ}^2$  как функция  $Q^2$  для различных значений  $x_{IP}$  и  $\beta$ . Экспериментальные погрешности измерений изображены вертикальными отрезками. Длина отрезка соответствует сумме статистической и систематической погрешностей в квадратурах. Сплошная кривая представляет результат предсказания Н1 2006 DPDF Fit В к LRG данным, уменьшенный на фактор 1.20 для коррекции на вклады от процессов протонной диссоциации. Полная неопределенность нормировки 6% не показана. Пунктирные кривые указывают на вклад померона в этой модели.

на вклады от процессов протонной диссоциации, как определено выше. На Рис. 10 виден рост сечения с увеличением  $x_{IP}$ , что указывает на существенный вклад реджеона в этой области. На Рис.11 показана зависимость сечения  $\sigma_r^{D(3)}$  от  $Q^2$  при фиксированных значениях  $x_{IP}$  и  $\beta$ . Нарушение скейлинга ( $d\sigma_r^{D(3)}/d\ln Q^2 > 0$ ) наблюдается по всему кинематическому диапазону, кроме самых высоких  $\beta = 0.56$ . Это наблюдение согласуется с предыдущими измерениями Н1 при использовании LRG метода и подразумевает большую глюонную компоненту в DPDF<sup>5</sup>. Исходя из предсказаний КХД, нарушение скейлинга может быть приписано померонному вкладу даже при больших значениях  $x_{IP}$ , где реджеонный вклад значителен. Зависимость сечения по  $Q^2$  параметризована, фитируя данные при фиксированных значениях  $x_{IP}$  и

<sup>5</sup>DPDF - дифракционная функция распределения партонов (описывается уравнениями эволюции DGLAP).



$\beta$  функцией

$$x_{IP}\sigma_r^{D(3)}(\beta, x_{IP}, Q^2) = a_D(\beta, x_{IP}) + b_D(\beta, x_{IP}) \ln(Q^2/1\text{GeV}^2) , \quad (6)$$

так, что  $b_D(\beta, x_{IP})$  является производной сечения по  $\ln Q^2$  умноженного на  $x_{IP}$ . Этой функцией профитированы данные, для которых значения  $x_{IP}$  в центре бина удовлетворяют  $x_{IP} \leq 0.035$  и для которых интервал по  $\beta$  содержит, по крайней мере, 3 точки. Вклад реджеонного обмена при  $x_{IP} = 0.035$  меньше 15%. Получающиеся производные по  $\ln Q^2$  показаны на Рис. 12. Хотя

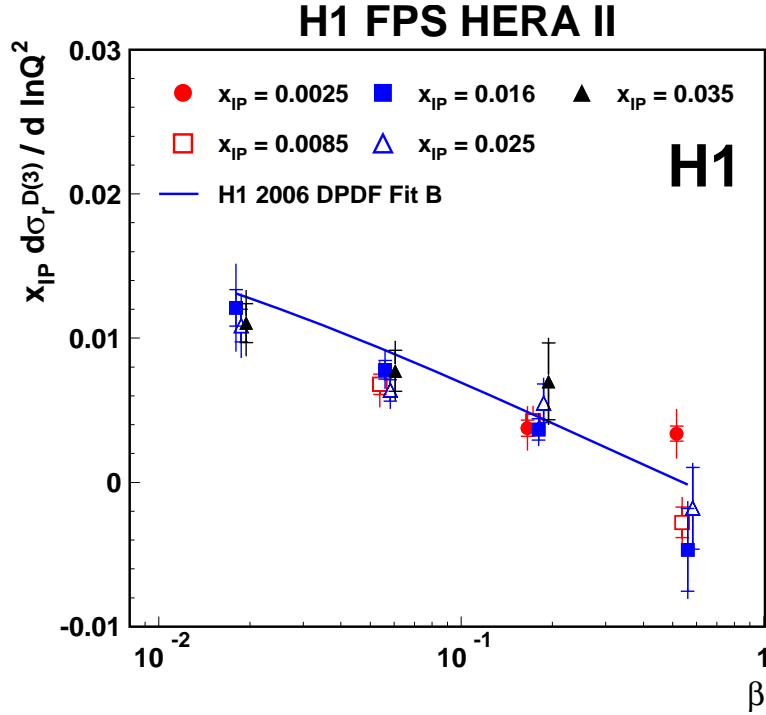


Рис. 12: Производная сечения  $x_{IP}\sigma_r^{D(3)}$  по  $\ln Q^2$  для различных фиксированных значений  $x_{IP}$  и  $\beta$ . Экспериментальные погрешности измерений изображены вертикальными отрезками. Длина внутреннего отрезка соответствует статистической погрешности. Длина внешнего отрезка – сумме статистической и систематической погрешностей в квадратурах. Сплошная кривая представляет результат предсказания H1 2006 DPDF Fit B при  $x_{IP} = 0.016$ , уменьшенный на фактор 1.20 для коррекции на вклады от процессов протонной диссоциации.

данные по  $\sigma_r^{D(3)}$  при различных значениях  $x_{IP}$  покрывают разные области по  $Q^2$ , производные сечения по  $\ln Q^2$  подобны, когда рассматриваются как функция  $\beta$ . Это подтверждает применимость гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине для описания текущих данных. Результаты, полученные FPS методом, согласуются с предсказаниями, полученными из H1 2006 DPDF Fit B для H1 LRG данных (Рис. 12).

## 2.5 Заключение

В заключении приведены основные результаты работы, представленные к защите.

Измерены сечения  $\sigma_r^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{IP}, t)$  и  $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$  в дифракционных процессах глубоконеупругого  $ep$  рассеяния при виртуальности фотона  $4 < Q^2 < 110$  ГэВ<sup>2</sup> с лидирующим протоном в конечном состоянии с помощью FPS метода. Экспериментальная погрешность наиболее точных измерений составляет  $\sim 10\%$ . Впервые было измерено сечение  $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$  дифракционного глубоконеупругого  $ep$  рассеяния с лидирующим протоном в конечном состоянии при больших  $Q^2$  ( $120 < Q^2 < 700$  ГэВ<sup>2</sup>). Измерены параметры померонной траектории  $\alpha_{IP}(t) = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP}t$  и наклона сечения  $B_{IP}$  ( $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{B_{IP}t}$ ). Значение померонного интерсепта  $\alpha_{IP}(0) = 1.10 \pm 0.02$ (эксп.)  $\pm 0.03$ (модель) согласуется с измерениями  $\alpha_{IP}(0)$ , проведенными в процессах мягкого адрон-адронного рассеяния. В то же время наклон померонной траектории  $\alpha'_{IP} = 0.04 \pm 0.02$ (эксп.)  $^{+0.08}_{-0.06}$ (модель) ГэВ<sup>-2</sup> в процессах дифракционного ГНР меньше, чем в мягких адронных взаимодействиях. Параметры померонной траектории не зависят от  $Q^2$  в пределах погрешностей. Полученные значения  $\alpha'_{IP}$  и  $B_{IP}$  характеризуют дифракционные процессы в жестком рассеянии. Получены новые экспериментальные свидетельства универсальности дифракционных партонных распределений в протоне и применимости гипотезы о факторизации процессов в протонной вершине для описания дифракционного ГНР. Проведено сравнение сечения  $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{IP})$ , измеренного FPS ( $\sigma_{FPS}$ ) и LRG ( $\sigma_{LRG}$ ) методами и вычислен вклад процессов дифракционной диссоциации протонов в  $\sigma_{LRG}$ . Отношение  $\sigma_{LRG}/\sigma_{FPS} = 1.20 \pm 0.11$ (*exp.*) не зависит от  $Q^2$  и  $\beta$ , что указывает на универсальность КХД процессов фотон-партонного рассеяния в реакциях с образованием лидирующего протона в конечном состоянии и с дифракционной диссоциацией протона. Разработана методика реконструкции лидирующих протонов в спектрометре FPS с использованием технологии Roman Pot и сцинтилляционных фиберных детекторов.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- [1] P. Van Esch, ..., V. Spaskov et al., Nucl. Instrum. Meth. **A 446** (2000) 409 [hep-ex/0001046]
- [2] F. Aaron, ..., V. Spaskov et al. [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. **C 71** (2011) 1578 [arXiv:1008.1731].