



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-2002-10

На правах рукописи

УДК 539.12.142

539.125

К-821

**КРИВОХИЖИН**

Василий Геннадиевич

**СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ НУКЛОНА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
КОНСТАНТЫ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна 2002

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

Бондарев  
Владимир Константинович

доктор физико-математических наук,  
профессор

Казakov  
Дмитрий Игоревич

доктор физико-математических наук,  
профессор

Савин  
Виктор Иванович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
ФИ им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва.

Защита диссертации состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2002 года в \_\_\_\_\_  
часов на заседании диссертационного совета Д-720.001.05 при Лаборатории  
физики частиц Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна  
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2002 г.

Председатель диссертационного совета  
профессор

В.А. Савин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

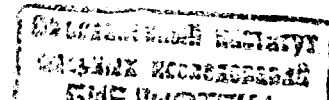
### Актуальность проблемы

Классический способ изучения структуры материи и свойств ее фундаментальных составляющих частей – это облучение объекта исследования пучком зондирующих частиц и изучение характеристик происходящего рассеяния. Точечная структура лептонов, а также их свойство не вступать в сильные взаимодействия, существенно облегчает интерпретацию картины их соударения с частицами мишени (объекта), что делает этот подход одним из самых плодотворных путей исследования. Исследования неупругого рассеяния электронов с большой передачей импульса выявило более сложную картину нуклонной структуры, указав на существование точечных рассеивающих центров. Детальному изучению характеристик глубоко неупругого электрон-нуклонного рассеяния (ГНР) с целью экспериментальной проверки так называемой партонной модели и теории сильных взаимодействий – Квантовой Хромодинамики (КХД) в период 60-70гг. были посвящены большие экспериментальные усилия. Для выполнения нового этапа исследования ГНР лептонов с целью получения новых экспериментальных данных по структуре нуклона при высоких значениях  $Q^2$  и проверке современной теории взаимодействия элементарных частиц (Квантовой Хромодинамики) в ЦЕРН на СПС (Супер Протонном Синхротроне) была сооружена совместными усилиями физиков Болоньи, ЦЕРН, Дубны, Мюнхена и Сакле экспериментальная установка – Тороидальный Магнитный Спектрометр с протяженной мишенью, установленная на мюонном пучке СПС ЦЕРН.

Коллаборация, получившая название *BCDMS*, выполнила эксперименты по измерению структурных функций на углероде, водороде и дейтерии с высокой статистической точностью и с наибольшими значениями переданного четырехимпульса  $Q^2$  в экспериментах на фиксированных мишенях.

Цель работы Экспериментальные исследования структурных функций нуклона с помощью процесса глубоконеупругого рассеяния (ГНР) мюонов; анализ полученных результатов в рамках Квантовой Хромодинамики (КХД); сравнение их с данными других экспериментов и теоретическими моделями; изучение возможности постановки новых экспериментов с целью усовершенствования методики ГНР, расширения области исследований структурных функций и повышения точности их измерения, в том числе:

1. Измерение с высокой статистической точностью структурных функций  $F_2^c(x, Q^2)$  и  $R(x, Q^2)$  на ядрах углерода и измерение эффекта нарушения скейлинга.
2. Измерение с высокой статистической точностью структурных функций  $F_2^D(x, Q^2)$  и  $R^D(x)$  на ядрах дейтерия, определение отношения  $F_2^D/F_2^p$  и разности  $F^P - F^n$  и их  $x$ -зависимости, изучение правила сумм Готтфрида и асимметрии морских кварков, изучение нарушения скейлинга.
3. Выполнение КХД – анализа структурных функций, полученных на ядрах углерода, водорода и дейтерия, извлечение свободного параметра КХД –



масштабного коэффициента  $-\Lambda$  – и константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$ ; изучение влияния ядерных эффектов на  $Q^2$  эволюцию структурных функций.

4. Выполнение КХД – анализа структурных функций, полученных в других экспериментах, извлечение свободного параметра КХД – масштабного коэффициента  $\Lambda$  и константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$ ; изучение влияния непертурбативных поправок ("высших твистов") и ядерных эффектов на  $Q^2$  эволюцию СФ.
5. Изучение возможной постановки новых экспериментов для выполнения более точных экспериментальных исследований по ГНР лептонов.

#### Научная новизна работы

Получены новые экспериментальные данные по ГНР мюонов на нуклонах с помощью новой уникальной методики.

Впервые с высокой статистической точностью получены экспериментальные данные в области больших значений квадрата передаваемого четырехимпульса вплоть до  $Q^2 \sim 260 \text{ ГэВ}^2$  для ядер углерода\* и дейтерия, которые были недоступны при использовании других методик для исследования ГНР заряженных лептонов на фиксированных мишенях.

Получены самые точные данные по структурным функциям на углероде и дейтерии в кинематической области переменных  $0.06 < x < 0.8$  и  $8 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 260 \text{ ГэВ}^2$ . Эти данные остаются уникальными.

Измерена асимметрия морских кварков и показано, что в этом случае правило сумм Готтфрида выполняется.

Впервые в процессах ГНР лептонов измерено нарушение скейлинга и показано, что это нарушение хорошо описывается теорией сильного взаимодействия пертурбативной Квантовой Хромодинамикой (пКХД), в пределах погрешностей эксперимента отсутствует влияние ядерных эффектов на нарушение скейлинга. В результате анализа данных по структурным функциям извлечено самое точное значение (в рамках одного эксперимента) свободного параметра пКХД – масштабного параметра  $\Lambda$  и константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$ .

Из совместного КХД- анализа данных по структурным функциям, полученных в экспериментах на фиксированных мишенях в пучках заряженных лептонов, извлечена константа сильного взаимодействия и получена оценка области применимости пКХД в ГНР лептонов.

Впервые выполнен анализ данных в 3 порядке ( $NNLO$ ) по константе сильного взаимодействия  $\alpha_s$ .

Используя полученные экспериментальные данные, впервые был извлечен масштабный параметр  $-\Lambda$  из несинглетной структурной функции ( $F^P - F^n$ ), измеренной в ГНР заряженных лептонов.

#### Научно-практическая ценность полученных результатов

Получены уникальные экспериментальные данные по структурным функциям на углеродной и дейтериевой мишенях, которые активно используются

в анализе многими авторами, для анализа данных из адрон-адронных взаимодействий, для планирования новых экспериментов по структуре нуклонов на ускорителях в СЛАК, ЦЕРН, ФЕРМИЛАБ и сооружаемом коллайдере LHC.

Разработанный новый метод КХД анализа активно используется для анализа экспериментальных данных.

Опыт, приобретенный во время выполнения данного эксперимента на крупном спектрометре, широко используются для проведения других экспериментов (SMC, NMC(CERN), HERMES(DESY) и др.) по структуре материи.

Результаты, полученные в данной работе, активно используются и цитируются в литературе. Вся совокупность результатов, полученных в диссертационной работе, явилась важным материалом и продолжает использоваться для теоретических исследований в области квантовой теории строения материи.

Число ссылок в литературе на 11 основных работ, вошедших в диссертацию, достигло 1040.

#### Апробация и публикации

Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались и обсуждались на научных семинарах ОИЯИ и ЦЕРНа, на Международных конференциях: в Женеве (1979), в Чикаго (1979), в Бонне (1981), в Лисабоне (1981); на Конференции по высоким энергиям и ядерной структуре в Дубне (1981); на Советании по исследованиям в области релятивистской ядерной физике в Дубне (1982); на Международной Конференции в Берлине (1986); на Международной Европейской Конференции по физике высоких энергий, Упсала, Швеция (1987); на 9 Международном Семинаре по проблемам физики высоких энергий, Дубна (1988); на Международном Советании по программе исследований на УНК, "UNK-600"Протвино (1994); на 27 Международной Конференции по физике высоких энергий, Глазго (1994); на Международном Симпозиуме: "DIS and QCD", Брюссель (1998); на Международном Советании по физике высоких энергий и квантовой теории поля, Москва (2001).

Основные результаты диссертации опубликованы в 30 работах.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 11 глав и заключения. Объем текста диссертации составляет 243 страницы, включая 131 рисунок и 58 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 230 наименований.

#### Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность и раскрывается содержание темы диссертации, формулируется основная цель работы, ее новизна и научно-практическая ценность.

В первой главе кратко представлена феноменология глубоко неупругого рассеяния (ГНР) заряженных лептонов на нуклоне. Представлена кинематика и выражение дифференциального сечения процесса инклюзивного неупругого рассеяния мюонов на нуклонах в приближении доминирующего однофотонного обмена, дано краткое теоретическое описание ГНР лептонов.

Общим свойством всех инклюзивных экспериментов является невозможность в них выделить среди множества электрослабых реакций канал, кото-

рый соответствует реакции однофотонного обмена. Чтобы вычислить структурные функции  $R(x, Q^2)$  и  $F_2(x, Q^2)$  из экспериментально измеряемого сечения  $\sigma$  инклюзивного процесса нужно выделить сечение  $\sigma_0$  однофотонного обмена. Для этой цели необходимо из наблюдаемого сечения  $\sigma$  вычлест вклад высших по константе электромагнитного взаимодействия процессов. В конкретных расчетах радиационные поправки вводились с помощью функции  $\delta(E_0, x, Q^2)$ , определенной как отношение инклюзивного сечения процесса и сечения однофотонного обмена.

Функция  $\delta$  вычислялась программой "TERAD" для каждого вещества, которое использовалось в данном эксперименте, с точностью лучше 1%.

В диссертации представлено описание кварк- партонной модели и связь распределений кварков со структурной функцией. Отмечается, что современной и последовательной теорией, описывающей взаимодействие адронов на малых расстояниях, является квантовая хромодинамика (КХД). В КХД предполагается, что кварки взаимодействуют между собой, обмениваясь безмассовыми векторными частицами, называемыми "глюонами". Силу взаимодействия определяет эффективная константа связи  $\alpha_s$ , зависящая от квадрата переданного четырехимпульса  $Q^2$ , что автоматически приводит к нарушению скейлинга. Убывание  $\alpha(Q^2)$  с возрастанием  $Q^2$  позволяет при достаточно больших  $Q^2$  использовать теорию возмущений (пертурбативные методы) по аналогии с квантовой электродинамикой, выполнить разложение по этому параметру соотношений, описывающих эволюцию различных функций с изменением  $Q^2$ , провести сравнение предсказаний этой эволюции с экспериментальными данными, в частности, со структурными функциями, измеряемыми на опыте и извлечь параметр КХД-А или (и)  $\alpha_s$ .

Во второй главе представлена постановка экспериментов по ГНР: описание экспериментальной установки - Торoidalного Магнитного спектрометра (МТС), на котором были выполнены измерения структурных функций на углеродной, водородной и дейтериевой мишенях; описание калибровки магнитного поля; измерение энергетических потерь мюонов; описание мишеней, использованных в эксперименте и контроль работы установки во время накопления данных.

Установка размещалась на пучке мюонов СПС ЦЕРН. Представлены основные параметры мюонного пучка, описана система измерения импульса первичных мюонов - Пучковая Станция (ПС). Величина систематической погрешности в измерении импульса первичного мюона составляла не более 0.15%.

МТС представлял из себя уникальную установку для измерения ГНР до самых больших значений переданных четырехимпульсов, доступны для измерений в экспериментах с фиксированными мишенями. Она состоит из длинного торoidalного магнита с отверстием в центральной части, где расположена мишень (твердые - железо, углерод; жидкие - дейтерий, водород, азот или их комбинации). Описан принцип работы и свойства торoidalного спектрометра. МТС обладал следующими основными свойствами: эффективность захвата рассеянных мюонов на периодическую траекторию внутри магнита близка к 100%; параметры траектории рассеянного мюона просто и прямо выражают-

ся в скейлинговых переменных: универсальная зависимость геометрических размеров тороида от скейлинговых переменных обеспечивает независимость его эффективности от энергии падающего пучка, что является важным преимуществом по сравнению с традиционными спектрометрами, имеющими "точечную мишень", где угловая эффективность линейно зависит от импульса пучка.

В течение проведения исследований BCDMS коллаборацией экспериментальная установка Магнитный Торoidalный спектрометр (МТС) имела две конфигурации. Первая конфигурация МТС1 состояла из десяти идентичных супермодулей, каждый из которых является самостоятельным магнитом (рис.1), использовалась для измерения структурных функций на углероде.

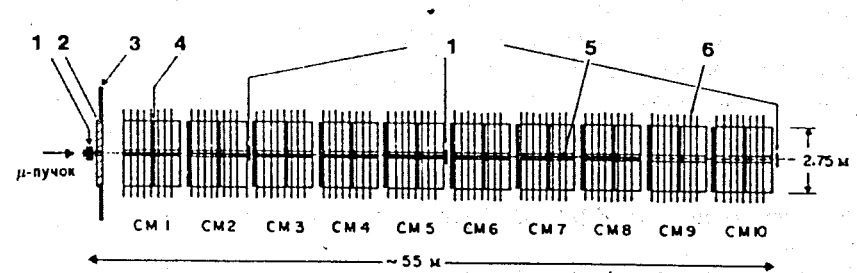


Рис. 1: Схематический вид спектрометра МТС1: М1 - 10-супермодули: 1 - пучковые годоскопы; 2 - железный экран; 3 - "антигалло"стена; 4 - триггерные счетчики; 5 - углеродная мишень; 6 - прямоугольные пропорциональные камеры.

Вторая конфигурация - МТС2 (модернизованная конфигурация) использовалась при наборе экспериментальных данных на водородной, дейтериевой, азотной и железной мишенях. Конфигурация МТС2 существенно расширила эффективность спектрометра в области малых углов рассеяния мюона и, соответственно, в области малых значений переменных  $x$  и  $Q^2$ .

В работе представлено описание трековых детекторов, триггерных счётчиков, годоскопов, система запуска и организация контроля работы установки во время набора данных. Главным требованием для системы запуска было обеспечение одинаковых условий регистрации событий по всей длине мишени.

Одной из главных особенностей выполненных исследований является использование протяженных мишеней. Протяженные мишени обеспечили рекордную светимость установки (на углеродной мишени  $10^{35}$ , на дейтериевой  $7 \cdot 10^{33}$  в ед. см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>).

Для измерения абсолютных сечений (или структурных функций) очень важно иметь минимальные погрешности в карте магнитного поля. Расчеты поля были проконтролированы измерениями. Величина погрешности по отношению к различным точкам карты поля была оценена на уровне  $1 \cdot 10^{-3}$ , а точность абсолютной нормировки  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ .

Одним из главных элементов МТС является железный магнит, через который проходят только мюоны, а остальные продукты взаимодействий (электроны, адроны, фотоны) поглощаются в железе. В работе представлены результаты экспериментального измерения энергетических потерь мюонов в веществе при высоких энергиях и сравнение с расчетами, учитывающими вклады основных процессов на более современном и развитом уровне: тормозного излучения, образование электрон-позитронных пар и ядерных процессов. Результаты эксперимента соответствовали расчетам потерь энергии в пределах 1%.

В третьей главе представлено описание процедуры первичной обработки экспериментальных данных: реконструкция событий, определение импульса рассеянного мюона, предварительной процедуры отбора событий ГНР.

Геометрическая реконструкция как экспериментальных, так и моделированных событий осуществлялась с помощью программы *PATRAC*. Этот пакет программ производил декодировку информации о каждом событии, реконструкцию траектории трека мюона в спектрометре, определение геометрических и кинематических параметров рассеянного мюона и всего события ГНР в целом. Работа программы *PATRAC* проходит следующие основные этапы:

1. Геометрическая реконструкция мюонного трека в спектрометре: построение сегмента трека, объединение сегментов в трек.
2. Реконструкция параметров мюонного трека: импульса мюона и угла рассеяния.
3. Классификация и селекция событий.

После выполнения этих этапов события записываются на ленты суммарных результатов (ЛСР). На ЛСР также переписывалась информация с пересчетных схем мониторинга мюонного пучка.

Дальнейшая обработка информации, записанной на ЛСР, включает геометрическую реконструкцию треков в гексагональных камерах передней части установки (при наборе данных на дейтерии, конфигурация МТС2) и анализ годоскопической информации.

Частицы адронного ливня в ГНР быстро поглощаются в железе магнита и уже через несколько метров ( $\sim 2$  м) в спектрометре остается только трек рассеянного мюона. Благодаря большой избыточности координатной информации (плоскости пропорциональных камер расположены на расстоянии 1.2 м) мюонный трек легко распознается, что позволяет создать простой и надежный алгоритм распознавания мюонного трека программным путем.

Реконструкция трека осуществляется в три этапа: построение сегмента трека; объединение сегментов в трек; реконструкция параметров рассеянного мюона.

Наличие сложного магнитного поля и потерь энергии при прохождении мюона в железе спектрометра в основном определяют особенности восстановления кинематических параметров только одной вторичной частицы - вектора импульса рассеянного мюона  $\vec{P}$ . В эксперименте для реконструкции вектора импульса  $\vec{P}$  в программе *PATRAC* использовался метод *Wind'a*, обобщенный

для случая, когда важны энергетические потери мюона в железе тороидального магнита.

Работа программы реконструкции была проверена в специальном опыте, в котором пучок мюонов с известной энергией входит в железо магнитного спектрометра (минуя мишень). Программа реконструкции восстанавливала импульс мюона в точке входа мюона в тело спектрометра. Результаты реконструкции показали на несмещенность средних значений координат и импульсов по отношению к известным параметрам пучка. Программа *PATRAC* в автоматическом режиме осуществляла классификацию событий и записывала их с соответствующими метками на ленты суммарных результатов. В диссертации представлено описание типов событий, зарегистрированных установкой, их основные признаки и процедура предварительного отбора событий. Этап предварительного отбора состоял в отбраковке треков, геометрия которых не соответствует требованиям, предъявляемым системой запуска установки. Для каждого события осуществлялась реконструкция триггера, заключающаяся в проверке совпадения номеров триггерных счетчиков, через которые прошла траектория мюона, с номерами счетчиков, сигналы от которых вызвали срабатывание триггерных станций.

В четвертой главе представлены: метод извлечения структурных функций из данных по ГНР лептонов; моделирование событий ГНР; процедура вычисления акцептанса; методика измерения потока первичных мюонов.

В период проведения эксперимента и получения данных по структурным функциям автором совместно с коллегами был разработан метод извлечения СФ, который получил название "метод коррекции акцептанса". Он состоит в итерационной подгонке распределений зарегистрированных событий моделированием по следующей схеме:

1. Задается вид "пробной" структурной функции  $\bar{F}_2(x, Q^2)$ .
2. Методом Монте-Карло генерируются события с учетом условий выполняемого эксперимента. Пробная структурная функция используется для вычисления теоретического сечения, которому должны соответствовать распределения моделируемых событий. Соответствие достигается использованием метода "взвешивания" событий.
3. Вычисляется "эффективный акцептанс" экспериментальной установки.
4. Вычисляется СФ  $F_2(x, Q^2)$  в каждом интервале  $(i, j)$ . Полученная СФ  $F_2$  параметризуется и определяются новые величины параметров "пробной" СФ. Итерации продолжают до достижения хорошего согласия распределений событий, отличия в  $F_2$  последней и предыдущей итерации менее, чем на порядок ошибок определяемых структурных функций в данном эксперименте.

Практическая процедура вычисления СФ была осуществлена в программах *PLISKA* и *ANDIS* и представлена в диссертации.

Моделирование эксперимента - важный этап в получении экспериментальных данных по структурным функциям. Главная цель моделирования - вычисление физической эффективности (акцептанса) установки и определение характеристик спектрометра. Детальное Монте-Карло моделирование в экс-

перименте выполнялось с помощью программы GEANT. Для различных мишеней (углерода, дейтерия) и каждого сеанса по набору данных генерировалась отдельная выборка Монте-Карло, отражающая условия его проведения. Для моделирования событий ГНР использовалась следующая входная информация:

1. Геометрический файл, содержащий детальное описание положения и размеров всех узлов экспериментальной установки.
2. Информация о мюонном пучке.
3. Эффективности триггерных счетчиков.
4. Эффективности пропорциональных камер.

Также в программу моделирования были введены данные, общие для всех сеансов:

1. Детальная карта магнитного поля спектрометра.
2. Данные о потере энергии мюонов в различных средах.
3. Параметризация характеристик адронных ливней.
4. Описание срабатывания детекторов от  $\delta$ -электронов, образующихся вдоль трека мюонов.

Дальнейшая обработка моделированных событий выполняется программой PATRAS. Это обеспечивало максимальную идентичность реконструкции и условий отбора экспериментальных и моделированных событий.

При моделировании потерь энергии мюонами в веществе установки в программе Монте-Карло был реализован стохастический характер их учета. Применение этого алгоритма обеспечило точность моделирования потерь энергии мюонов в веществе спектрометра  $\Delta E/E < 1\%$ . При моделировании прохождения мюона через мишень и железные диски магнитного спектрометра учитывались эффекты упругого рассеяния в кулоновском поле ядер (многократное кулоновское рассеяние).

Для вычисления СФ использовалась следующая процедура расчета аксептанса спектрометра. Каждому генерированному событию приписывается вес  $w(x, Q^2)$ , который вычисляется с помощью его генерированных переменных.

Аксептанс  $\eta(x, Q^2)$  в данном интервале  $(\Delta x_i, \Delta Q_j^2)$  определяется выражением:

$$\eta = \frac{W_r}{W_g} = \frac{\sum_r w_r^g}{\sum_g w_g^g}, \quad (1)$$

где  $W_g$  – сумма весов  $w_g^g$  событий, сгенерированных в интервале  $\Delta x_i, \Delta Q_j^2$ , а  $W_r$  – сумма весов  $w_r^g$  событий, обнаруженных в этом интервале после реконструкции,  $i, j$  – номера интервалов. Выражение для веса содержит структурную функцию  $F_2(x, Q^2)$ , которая определяется в эксперименте. Поэтому, как было сказано выше, вводилась "пробная" структурная функция  $\tilde{F}_2(x, Q^2)$ .

В диссертации представлены физические характеристики спектрометра, полученные моделированием событий методом Монте-Карло. Разрешение по основным переменным ( $x$  и  $Q^2$ ) составило: для  $Q^2$  от 5% до 8% в интервале от 20 до 300 ГэВ<sup>2</sup>, а для  $x$  от 5% до 16% для интервала от 0.1 до 0.8.

В этой главе описаны методы определения потока мюонов. В эксперименте использовались два независимых метода определения потока мюонов по измерениям, выполняемым пучковым годоскопом Г6, который располагался перед первой мишенью:

1. Определение  $M_0$  по отдельным элементам годоскопа.
2. Вычисление  $M_0$  по суммарному счету Г6.

Измерения потоков двумя методами согласовывались на уровне 1 – 1.5%.

В пятой главе представлены результаты по измерению СФ на углеродной мишени. В результате выполненного эксперимента были получены данные при энергии первичных мюонов 120, 200 и 280 ГэВ. Первичная информация была обработана программой реконструкции событий PATRAS. В результате обработки и предварительного отбора данных на ленты суммарных результатов было записано около 1.5 млн. событий – кандидатов в события ГНР. Во время накопления экспериментальных данных для каждой группы событий, зарегистрированных во время одного сброса мюонного пучка, на ЛСР записывалась также информация с пересчетных схем, подключенных к годоскопам. Основной характеристикой стабильности работы установки является "выход событий" ГНР: "выход событий" =  $N_{goodevents}/M_\nu$ , где  $N_{goodevents}$  – число "хороших" событий,  $M_\nu$  – поток мюонного пучка. "Выходы событий" ("YIELD") были аппроксимированы зависимостью:  $YIELD = a + b * N_{run}$  и получены следующие значения параметров:  $a = (0.1131 \pm 0.005)^{-5}$ ,  $b = (0.125 \pm 0.420)^{-9}$  и значением  $\chi^2/DOF = 0.85$ .

Полученные значения параметров аппроксимации указывают на стабильную работу установки при наборе данных на углеродной мишени. В диссертации представлены критерии для окончательного отбора событий ГНР. В результате окончательного отбора для вычисления СФ использовалось 680 тыс. событий в области значений кинематических переменных  $0.25 < x < 0.80$  и  $25 < Q^2 < 280$  ГэВ<sup>2</sup>.

Моделирование эксперимента было выполнено в соответствии с процедурой, описанной выше. Для каждой из трех энергий было сгенерировано  $3.5 \cdot 10^6$  событий. Используя параметры реконструированных и генерированных событий, была вычислена эффективность спектрометра к событиям ГНР. Типичное значение эффективности – 75%. После извлечения структурных функций и их параметризации, были получены различные геометрические и кинематические распределения моделированных событий с учетом параметров аппроксимации СФ. Моделированные распределения сравнивались с соответствующими распределениями экспериментальных событий. Оценка согласия была сделана с использованием простого соотношения:  $\delta = ((V_m - V_e)/\Delta_{exp})^2$ , где  $V_m, V_e$  – моделированные и экспериментальные значения переменных, соответственно, а  $\Delta_{exp}$  – статистическая ошибка. Среднее значение величины  $\delta$  для каждого распределения равнялось 1.4.

Для извлечения СФ была использована процедура радиационных поправок. Значения СФ  $F_2(x, Q^2)$  были определены для каждой из трех энергий итерационным способом после коррекцией на фактор калибровки карты магнитного поля ( в диссертации приведены таблицы СФ). Используя данные  $F_2^g$

при трех энергиях первичного мюона, была извлечена структурная функция  $R = \sigma_L/\sigma_T$ . Определив относительные нормировки между данными при различных энергиях, было сделано их объединение, результаты которого представлены на рис. 2.

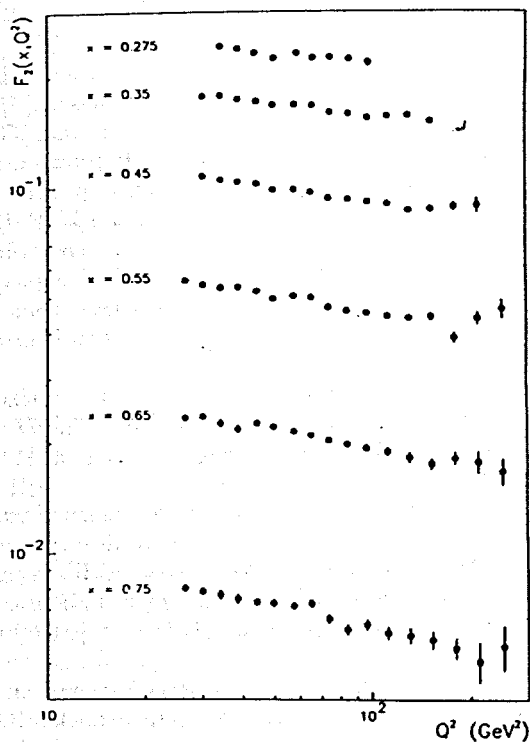


Рис. 2: Структурные функции  $F_2^c$  на углероде. Объединение энергий.

В диссертации представлены результаты параметризации СФ. Параметризация справедлива в области кинематических переменных измеренных в эксперименте.

В этот же период времени, когда были выполнены измерения СФ на углероде, ВФР и ЕМС коллаборациями были выполнены измерения СФ на железной мишени в пучках мюонов. Результаты сравнения представлены в диссертации. Из сравнения наших данных с ЕМС был сделан однозначный вывод, что ЕМС данные не согласуются с данными ВСДМС. Если учесть, что данные ВФР коллаборации имеют в среднем систематические ошибки на уровне 4%, то следует вывод, что в пределах экспериментальных ошибок данные ВФР и наши данные согласуются между собой. Коллаборация ССФР получила экс-

периментальные данные по СФ на железе, используя высоко энергетичный нейтринный пучок в Лаборатории им. Ферми. Наши данные на углероде хорошо согласуются с этими данными.

Полученные экспериментальные данные по СФ на углероде в области больших значений переменной  $Q^2$  остаются уникальными в настоящее время, они активно используются и цитируются в литературе.

В шестой главе представлены результаты по измерению СФ на дейтериевой мишени. Эксперимент по изучению структурных функций на дейтерии проводился на пучке положительно заряженных мюонов при трех значениях энергии первичного пучка мюонов 120, 200 и 280 ГэВ на установке ТМС2. Обработка первичной информации была выполнена программой реконструкции *PATRAC*, модернизированной для обработки данных, полученных в конфигурации спектрометра ТМС2. После обработки событий программой *PATRAC* информация записывалась в определенном формате на ленты суммарных результатов (ЛСР).

В эксперименте на дейтериевой мишени суммарная статистика - кандидатов в ГНР - составила 1145 тысяч событий.

При обработке данных на дейтериевой мишени для лучшего отбора событий ГНР использовалась информация (пространственная и временная) со сцинтилляционных годоскопов ПС (пучковой станции), Г6 и Г7. Для существенного уменьшения неоднозначности в определении ГНР мюона при обработке данных использовался метод корреляции временной информации годоскопической системы и триггерных счетчиков. Использование этого метода позволило подавить фон и снизить неоднозначность до уровня лучше 2%.

Как и в случае анализа данных на углероде, были проанализированы "выходы" событий в зависимости от номера рана. Результаты анализа продемонстрировали стабильную работу установки во время набора данных на дейтериевой мишени.

В диссертации описаны окончательные критерии отбора событий ГНР для вычисления структурных функций и приведены таблицы кинематических условий и статистики после окончательного отбора событий. В результате окончательного отбора событий для вычисления СФ на дейтерии было использовано 883 тыс. событий.

Основным фоном при наборе данных на дейтериевой мишени были события, образующиеся в результате взаимодействия мюонов в торцевых стенках сосудов дейтериевой мишени. Для исключения этого фона были проведены специальные сеансы по облучению "пустых" мишеней мюонами при всех тех же самых условиях, как на заполненных дейтерием мишенях. Суммарные поправки на пустую мишень различаются для "Стандартной" и "Фронтальной" частей спектрометра и приведены в диссертации. Вычитание фона от "пустой" мишени выполнялось в процедуре извлечения структурных функций в каждом интервале по  $x$  и  $Q^2$ .

Моделирование событий в эксперименте на дейтерии выполнялось с помощью программы *GEANT*. Статистика генерированных и реконструированных событий представлена в диссертации и составляет не менее 2.5 млн. генери-

рованных событий для каждой энергии. Эффективность установки вычислялась с использованием параметров генерированных и реконструированных событий. Типичное значение эффективности на уровне 75%. После вычисления структурных функций и их параметризации функцией моделированные события были взвешены соответственно с весом по этой параметризации и получены различные геометрические и кинематические распределения этих событий. Как и в случае с данными на углеродной мишени, сделана количественная оценка согласия между моделированными и экспериментальными событиями. Среднее значения величины  $\delta = 1.5$ .

Структурные функции на дейтерии были извлечены в соответствии с процедурой, описанной выше.

Для извлечения структурных функций была применена процедура радиационных поправок (РП). Радиационные поправки в виде функции  $\delta(x, Q^2)$  были вычислены с точностью лучше 1%.

Значения структурных функций  $F_2$  на дейтерии были определены для трех значений энергии первичного мюона отдельно для "фронтальной" и "стандартной" частей спектрометра с использованием восьми итераций.

После процедуры объединения данных "фронтальной" и "стандартной" частей установки получены СФ для трех значений энергии  $E_0 = 120$   $E_0 = 200$  и  $E_0 = 280$  ГэВ, которые представлены на рис 3.

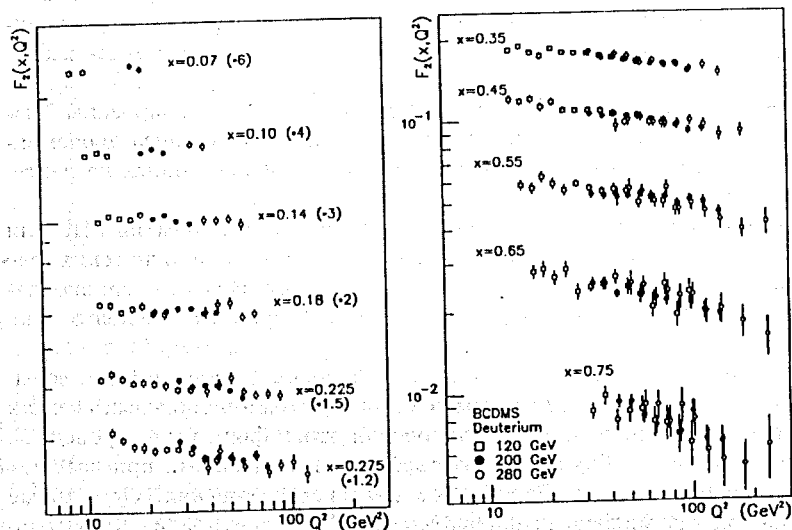


Рис. 3: Структурные функции  $F_2$  на дейтерии при энергии 120, 200, 280 ГэВ.

Принимая во внимание, что ТМС крупная экспериментальная установка, обладающая большим магнитом и крупными детекторами, было выполнено изучение устойчивости полученных результатов. Все контрольные проверки

не дали существенных сдвигов для извлекаемых СФ на дейтерии (в пределах 1%). Для надежного получения данных по структурным функциям на дейтерии в рамках коллаборации структурные функции вычислялись двумя разными методами и программами (Сакле и Дубны). Результаты были согласованы в пределах 0.5%. Выполненный анализ стал хорошей проверкой надежности полученных результатов.

Используя полученные СФ дейтрона при трех значениях энергии первичного пучка, определена СФ  $R$  в каждом интервале переменной  $x$ , поведение которой согласуется с предсказаниями КХД.

Сделано сравнение данных для трех энергий 120, 200 и 280 ГэВ, получены нормировочные множители (которые оказались в пределах 1%) и выполнено их объединение.

В диссертации демонстрируется сравнение наших данных с результатами, полученными SLAC и E665. Результаты этих измерений хорошо согласуются с нашими данными. В диссертации также представлено сравнение наших данных с результатами EMC, которые в области малых значений переменной  $x$  не согласуются с нашими данными.

Структурные функции на дейтерии, полученные в этом эксперименте в области больших значений переменной  $Q^2$  (до 230 ГэВ<sup>2</sup>), остаются самыми точными и уникальными данными в мире, они широко используются разными авторами.

В седьмой главе представлены: анализ СФ, полученных на водородной и дейтериевой мишенях; результаты извлечения отношения  $F_2^n/F_2^p$  и разности  $F_2^p - F_2^n$ ; проверка правила сумм Готтфрида; результаты по измерению асимметрии морских кварков.

Коллаборация BCDMS измерила СФ на протоне и дейтерии. Используя эти данные на протонах и дейтронах были извлечены: отношение  $F_2^n/F_2^p$  и разность  $F_2^p - F_2^n$ . Для учета эффектов, связанных с Ферми движением, использовали Парижскую волновую функцию и процедуру для вычисления коррекции из работы Франкфурта и Стрикмана. На рис. 4 показано это отношение в зависимости от  $Q^2$  для различных интервалов по  $x$ .

В пределах экспериментальных ошибок не наблюдается заметная зависимость отношения  $F_2^n/F_2^p$  от  $Q^2$ . Полученные результаты находятся в хорошем согласии с ожиданием из пертурбативной КХД. Для оценки  $Q^2$  зависимости отношения  $F_2^n/F_2^p$  были вычислены значения логарифмических производных  $d \ln(F_2^n/F_2^p) / d \ln Q^2$ , из поведения которых следовало, что в пределах экспериментальных погрешностей  $Q^2$  зависимость не наблюдается.

В рамках кварк - партонной модели отношение  $F_2^n/F_2^p$  можно представить как отношение функций распределений кварков в нуклоне. В области больших значений переменной  $x$  ( $x > 0.30$ ):

$$F_2^n/F_2^p = (1 + 4d/u)/(4 + d/u),$$

где  $u$  и  $d$  - функции распределения "up" и "down" кварков в протоне. Экспериментальные значения отношения  $F_2^n/F_2^p$  хорошо описываются парамет-



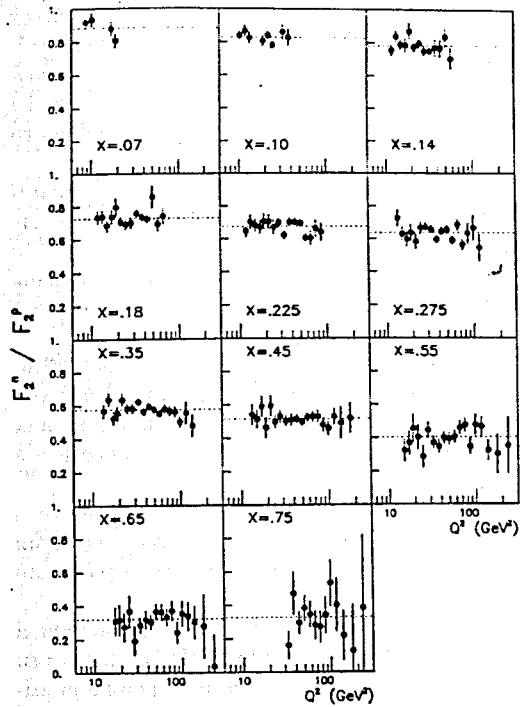


Рис. 4: Отношение СФ  $F_2^n / F_2^p$ , извлеченных из данных на водороде и дейтерии.

ризации:

$$P(x) = 1 - 1.85x + 2.45x^2 - 2.35x^3 + x^4. \quad (2)$$

Полученное поведение отношения  $F_2^n / F_2^p$  при  $x \sim 1$  указывает на то, что значение его находится ниже предсказаний наивной кварк - партонной модели, т.е. при больших значениях  $x$  кварк в протоне значительно доминирует. Это было обнаружено также в нейтринных экспериментах. В дикварковой модели отношение  $F_2^n / F_2^p$  должно падать существенно скорее с увеличением переменной  $x$  при высоких значениях  $Q^2$ . Наши данные не противоречат такому поведению в пределах экспериментальных ошибок. Мы сравнили наши результаты по измерению отношения с данными *SLAC* - коллаборацией и *NMC* - коллаборации. В пределах экспериментальных ошибок наблюдается хорошее согласие между данными.

На рис. 5 представлена СФ  $F_2^{p-n}$  как функция от переменной  $x$ .

Используя данные по СФ  $F_2^p - F_2^n$  была сделана проверка правила сумм

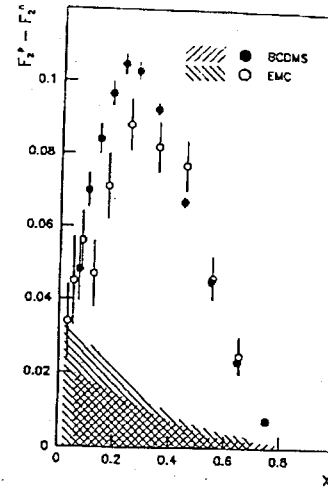


Рис. 5: Разность СФ  $F_2^p - F_2^n$ , извлеченная из данных на водородной и дейтериевой мишенях.

Готтфрида:

$$S_G^{full} = \frac{1}{3} \int_0^1 dx (u_v(x) - d_v(x)) - \frac{2}{3} \int_0^1 dx (\bar{u}(x) - \bar{d}(x)), \quad (3)$$

а в предположении, что легкие морские кварки обладают симметрией по аромату:

$$S_G^{full} = \frac{1}{3}$$

Для проверки правила сумм Готтфрида был вычислен интеграл:

$$S_G = \int_{0.06}^{0.8} dx \frac{(F_2^p(x) - F_2^n(x))}{x} = 0.197 \pm 0.006 \pm 0.036. \quad (4)$$

С учетом оценки вклада от неизмеряемой области, полученной из *NMC* данных, полная величина интеграла составила:  $S_G = 0.261 \pm 0.047$ , где в ошибку входят статистическая и систематическая ошибки экспериментальных данных и неопределенность, связанная с экстраполяцией СФ к значению  $x = 0$ . Значение полного интеграла ниже значения, предсказываемого правилом сумм, однако нельзя сделать однозначный вывод о нарушении правила сумм Готтфрида (только  $1.5\sigma$  отличие от предсказаний этого правила сумм). Специальный эксперимент, выполненный группой *NMC*, подтвердил наш результат с существенно лучшей ошибкой и отличием от предсказаний на  $5\sigma$ . Поэтому было обращено внимание на второе слагаемое в соотношении (3) и в случае неравенства его 0, предположение о симметрии морских кварков не верно.

Эксперимент *HERMES* измерил асимметрию морских кварков, используя отношение  $r(x, z)$  - разности "выходов" заряженных пионов из протонной и

дейтронной мишеней в процессе полуинклюзивного ГНР лептонов. В предположении изотопической симметрии и инвариантности зарядового сопряжения отношение  $r(x, z)$  чувствительно к асимметрии морских кварков и, измерив её, можно определить разность  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  как функцию переменной  $x$  и оценить второе слагаемое в интеграле (3).

В диссертации представлено описание эксперимента по измерению асимметрии легких морских кварков, выполненном на установке HERMES, расположенной в восточном зале коллайдера HERA. Установка - типичный спектрометр - состоит из : внутренней поляризованной мишени, магнитного спектрометра и пучкового поляриметра. Главная особенность установки - это использование внутренней газовой мишени, что обеспечивает высокую светимость эксперимента; широкая апертура спектрометра, что позволяет мерить полуинклюзивные процессы; наличие детекторов идентификации частиц, которые хорошо отделяют лептоны от адронов (лучше 1%) и пионы от более тяжелых адронов.

Для измерения асимметрии легких морских кварков использовались экспериментальные данные полученные на водородной и дейтериевой мишенях. В диссертации представлена процедура выделения событий. Полная статистика событий после отбора составила  $1.5 \cdot 10^6$ .

Результаты по измерению асимметрии представлены на рис. 6. Здесь также показаны результаты коллаборации E866 (светлые точки), из которого видно хорошее согласие двух экспериментов.

Используя полученные значения разности  $(\bar{d} - \bar{u})$ , вычислен интеграл в измеренной области значений переменной  $x$ :

$$\int_{0.02}^{0.3} (\bar{d} - \bar{u}) dx = 0.107 \pm 0.021 \text{ (стат.)} \pm 0.017 \text{ (сист.)}$$

Полный интеграл во всей области переменной  $x$  равен:

$$\int_0^1 (\bar{d}(x) - \bar{u}(x)) dx = 0.160 \pm 0.03 \text{ (экспер. ош.)},$$

где в ошибку входит также неопределенность, связанная с экстраполяцией в  $x = 0$ . Если использовать результат этого эксперимента, то "полный" интеграл равен:

$S_G^{full} = 0.227 \pm 0.020$ , что хорошо согласуется с результатами, полученными в экспериментах EMC, BCDMS и NMC.

Таким образом, правило сумм Готтфрида сохраняется в отсутствии симметрии морских кварков. С другой стороны, результаты по измерению разницы  $\bar{d} - \bar{u}$  имеют самостоятельное значение - они указывают на существование асимметрии в распределении морских кварков. Эти результаты получены в двух экспериментах - HERMES и E866.

**В восьмой главе:** представлена феноменология Квантовой хромодинамики (КХД) в ее приложении к процессам ГНР; приводятся выражения для теоретических моментов СФ; описаны параметризации кварков и глюонов (нормировка моментов), необходимые при выполнении КХД анализа СФ; представлены соотношения, связывающие параметры КХД -  $\Lambda$  и  $\alpha_s$ ; приведены формулы для изучения влияния пороговых эффектов при извлечении параметров КХД; представлены формулы для коррекций на массу мишени и пертурбативные эффекты ("высшие твисты"); приведены формулы для оценки теоретических

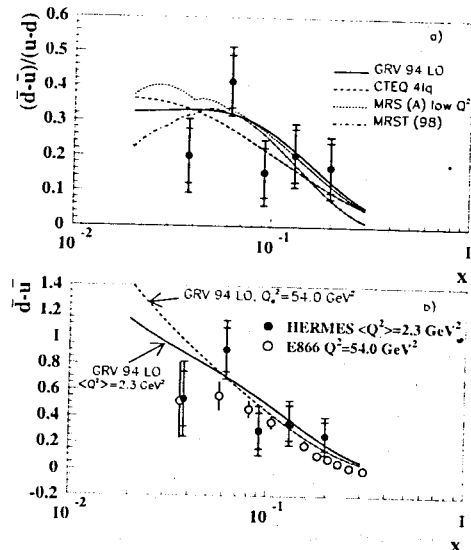


Рис. 6: (а) Отношение  $(\bar{d} - \bar{u})/(u - d)$  как функция от  $x$ . Линиями показаны различные параметризации; б) величины  $\bar{d} - \bar{u}$  как функция  $x$  (темные точки). Сплошная (пунктирная) кривые соответствуют GRV94LO параметризации. Для E866 показаны только систематические ошибки.

неопределенностей, связанных с точками перенормировки и факторизации моментов.

В этом разделе диссертации описан новый метод КХД анализа СФ, разработанный автором совместно с теоретиками. Метод основан на использовании разложения СФ по ортогональным полиномам Якоби. Метод был изучен с точки зрения точности и устойчивости результатов КХД - анализа. Для анализа структурных функций как в несинглетном, так и синглетном случаях была создана практическая процедура (программа). Программа использовалась для КХД - анализа структурных функций, полученных BCDMS коллаборацией на углеродной, водородной и дейтериевой мишенях, а также данных других экспериментов (SLAC, EMC, NMC, BFP).

Основной метода является формула разложения СФ по полиномам Якоби:

$$F_{N_{max}}^{th}(Q^2, x) = x^\alpha (1-x)^\beta \sum_{k=0}^{N_{max}} \Theta_k^{\alpha\beta}(x) \sum_{j=0}^k C_{kj}(\alpha, \beta) \cdot M^{th}(j+2, Q^2), \quad (5)$$

где  $\Theta_k^{\alpha\beta}(x)$  - полиномы Якоби,  $C_{kj}(\alpha, \beta)$  - коэффициенты полиномов.  $M^{th}(j+2, Q^2)$  - теоретические моменты КХД,  $x^\alpha(1-x)^\beta$  - вес полиномов.

Использование разложения (5) представляет практическую ценность в случае, когда ряд будет достаточно быстро сходиться и можно ограничиться разумным конечным числом его членов  $N_{max}$ . Таким образом, метод состоит в том, что используется конечный ряд (5) в качестве теоретических значений ( $F_{N_{max}}^{th}$ ) структурных функций и выполняется сравнение их с экспериментальными значениями  $F^{exp}$  в измеренных точках кинематических переменных  $x, Q^2$ . Теоретические моменты ( $M^{th}(j+2, Q^2)$ ) вычисляются из КХД.

Все искомые параметры находятся в выражениях для моментов и могут быть извлечены при минимизации функционала:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_p} \left( \frac{F_{N_{max}}^{th} - F_i^{exp}}{\Delta F_i^{exp}} \right)^2, \quad (6)$$

где  $\Delta F_i^{exp}$  - экспериментальные ошибки измеренных структурных функций  $F_i^{exp}$  в  $N_p$  точках кинематических переменных  $x$  и  $Q^2$ .

В диссертации отмечено, что чувствительность "глобального"  $\chi^2$  (6), как критерия оценки при сравнении данных с теорией, не велика. Для СФ существует также "специфическое" предсказание КХД. Это предсказание основано на поведении логарифмических производных как функций переменной  $x$ . В каждом интервале по переменной  $x$  структурную функцию можно описать зависимостью  $F_2 = a_i(Q^2)_i^b$ , где  $a_i, b_i$  - свободные параметры в  $i$ - интервале переменной  $x$ . Взяв логарифм от левой и правой частей и затем производную, получим:  $b_i = d \ln F_2 / d \ln Q^2$ .

Параметр  $b_i$  описывает нарушение скейлинга в каждом интервале по переменной  $x$ . Используя экспериментальные данные по СФ  $-F_2^{exp}$  и теоретические значения  $F_2^{th}$ , можно вычислить параметры  $b_i^{exp}$  для экспериментальных данных и  $b_i^{th}$  для предсказаний КХД для каждого интервала  $x$  и сравнить их с помощью гипотезы  $\chi^2$ .

Исследование метода и иллюстрация его работы с экспериментальными данными описаны в диссертации на примере данных ЕМС. Изучение точности реконструкции СФ с помощью конечного числа членов разложения по полиномам Якоби показало, что она слабо зависит от параметров весовой функции ( $\alpha, \beta$ ) и числа членов разложения  $N_{max}$ , начиная с  $N_{max} = 6$ . Для синглетного вида СФ можно получить точность  $\sim 10^{-4}$  с числом членов ряда  $N \geq 7$ . Анализ для несинглетного вида СФ показал, что уже при числе членов разложения  $N_{max} \sim 5$  можно получить точность реконструкции  $\sim 10^{-4}$ . В диссертации отмечено преимущество разработанного метода, которое позволило выполнить впервые КХД анализ в NNLO в несинглетном случае.

В девятой главе представлены результаты КХД анализа СФ, измеренных в этом эксперименте на углеродной, водородной и дейтериевой мишенях; структурной функции  $F_2^p - F_2^n$ ; несинглетный анализ в NNLO. Анализ выполнялся методом разложения СФ по полиномам Якоби, описанном в восьмой главе.

Данные на углеродной мишени были измерены в области переменной  $0.25 < x < 0.80$  и высоких значений переданного 4-х импульса  $25. < Q^2 < 280$  ГэВ<sup>2</sup>.

Анализ был выполнен в несинглетном приближении, а затем сделан полный КХД анализ, представленный в диссертации. Здесь также описаны ре-

зультаты изучения влияния параметров метода на результаты анализа. Метод "полиномов Якоби" позволяет выполнить аппроксимацию данных двумя путями: определить параметры распределения кварков (метод параметризации); определить моменты от распределений кварков  $< \Delta(Q_0^2) >_n$  ("прямой" метод). Такой анализ позволяет оценить влияние выбранной параметризации на результаты анализа. Было изучено также влияние экспериментальных неопределенностей, связанных с конечным разрешением спектрометра, недостаточном знании магнитного поля в железе, а также относительной нормировкой между данными, полученными при разных энергиях пучка мюонов, на результаты КХД анализа в зависимости от условий по кинематической переменной  $y_{min}$ , которая особенно чувствительна к этой систематике.

Была изучена устойчивость результатов по извлечению масштабного параметра в зависимости от выбора точек по минимальному значению переменных  $x_{min}$  и  $Q_{min}^2$ .

Т. о. в результате анализа данных по СФ на углеродной мишени в рамках пКХД с учетом поправок второго порядка по константе  $\alpha$  в несинглетном приближении получены следующие выводы:

1. Структурные функции на углероде в области  $Q^2 > 25$  ГэВ<sup>2</sup> хорошо описываются пКХД и не требуют поправок на "высшие твисты" и массу мишени.
2. Анализ в несинглетном приближении справедлив при условии  $x > 0.27$ .
3. Получено значение масштабного параметра пКХД:

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{NS} = 235 \pm 20 \text{ (стат.ош.)} \pm 50 \text{ (сист.ош.)}$$

со значением  $\chi^2/DOF = 1.07$ ,  $DOF$  - число степеней свободы.

Затем был выполнен синглетный анализ, результаты которого представлены в диссертации. Как и в случае несинглетного анализа, была изучена зависимость параметра  $\Lambda$  от числа членов разложения ( $N_{max}$ ) и значений точки нормировки ( $Q_0^2$ ). Значения параметра  $\Lambda$  практически не меняются при  $N_{max} > 5$  и  $Q_0^2$  от 5 до 100 ГэВ<sup>2</sup>.

Синглетный анализ дал следующие результаты:

1. Полученные значения параметра  $\Lambda_{\overline{MS}}$  стабильные в зависимости от количества членов разложения полиномов Якоби. Разброс параметра  $\Lambda$  - 4 МэВ.
2. Получено среднее значение параметра  $\Lambda_{\overline{MS}} = (237 \pm 21 \text{ (стат.)})$  МэВ, что хорошо согласуется с результатами анализа в несинглетном приближении.
3. Значения  $\chi_{s1}^2/DoF$  для логарифмических производных указывают на хорошее согласие предсказаний пКХД с экспериментальными данными без привлечения поправок на "высшие твисты" и массу мишени.

Таким образом, в результате КХД анализа структурных функций на углероде в области больших значений переменной  $Q^2 > 25$  ГэВ<sup>2</sup> получено значение масштабной константы во втором порядке по  $\alpha_s$ :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 235 \pm 20 \text{ (стат.)} \pm 50 \text{ (сист.) (МэВ)}.$$

Для данных на водородной мишени был выполнен также КХД как в несинглетном приближении, так и полный во всей области переменной  $x$ . Было изучено влияние параметров метода на результаты анализа. Для несинглет-

ного анализа было изучено влияние возможного вклада непертурбативных эффектов ("высших твистов") в данные на протонах в области  $x > 0.3$ . Для этого при фиксированном значении параметра  $\Lambda$ , полученного из несинглетного анализа, была выполнена аппроксимация с целью извлечения параметров степенного вклада. В пределах статистических ошибок все они оказались равными 0. В случае аппроксимации, когда параметр  $\Lambda$  был свободным, результат не изменился при значительно больших ошибках. Т.о. был сделан вывод, что вклад "высших твистов" для протонных данных в области больших значений переменной  $Q^2$  ( $Q^2 \geq 20 \text{ ГэВ}^2$ ) пренебрежимо мал.

В полном анализе параметры глюонного распределения  $A_G$  и  $b_G$  могут быть также определены, как и масштабный параметр КХД -  $\Lambda$ . Было рассмотрено два случая: параметр  $A_G$  является свободным; параметр  $A_G$  определяется из правила сумм для импульса протона.

Результаты КХД анализа на водороде представлены в диссертации.

В результате проведенного КХД анализа СФ ГНР на водороде получены следующие результаты, представленные в диссертации:

1. Нарушение скейлинга, наблюдаемое в экспериментальных данных - СФ на протонах - хорошо согласуются с предсказаниями пКХД.\*
2. Непертурбативные эффекты ("высшие твисты") не требуются для объяснения нарушения скейлинга в СФ в кинематической области эксперимента.
3. Проверено правило сумм для полного импульса протона, которое справедливо в пределах статистической ошибки.
4. Несинглетный и полный КХД анализ дает одно значение масштабного параметра  $\Lambda_{\overline{MS}}$ .

В результате КХД анализа СФ ГНР на протонах получено значение масштабного параметра:  $\Lambda_{\overline{MS}} = 212 \pm 22$  (стат.ош.)  $\pm 55$  (сист.ош.) (МэВ).

В диссертации представлены результаты анализа данных на дейтерии. Методика получения результатов описана в этой главе.

В результате КХД анализа СФ ГНР на дейтерии было получено значение масштабного параметра КХД:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 230 \pm 35 \text{ (стат.ош.)} \pm 65 \text{ (сист.ош.) (МэВ)}.$$

В систематическую ошибку входит неопределенность, связанная с относительной нормировкой между тремя энергиями первичного пучка.

В диссертации представлены результаты КХД анализ СФ  $F_2^p - F_2^n$ , представляющий определенный интерес, который связан с проверкой  $Q^2$  эволюции, когда нет вклада глюонов. Во время проведения BCDMS эксперимента уровень статистической обеспеченности измерений СФ на протонах и дейтронах уже позволил получить практически первый значимый результат. На рис. 7 показано логарифмические наклоны данных и предсказаний КХД. Извлеченное из анализа значение масштабного параметра в следующем к лидирующему порядку (NLO) оказалось следующим:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 250 \pm 120 \text{ (стат.ош.)} \pm 90 \text{ (сист.ош.) МэВ}.$$

Т.о. впервые было измерено значимое нарушение скейлинга СФ  $F_2^p - F_2^n$  при высоких значениях переменной  $Q^2$ , которое хорошо описывается пКХД.

Используя метод разложения СФ по полиномам Якоби, впервые выполнен

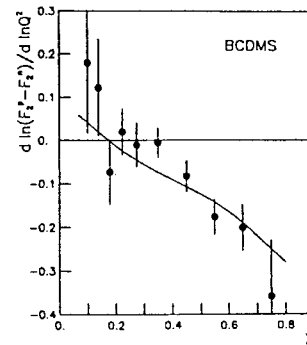


Рис. 7. Результаты анализа СФ  $F_2^p - F_2^n$ . Значения логарифмических наклонов.

КХД анализ данных на протонах и дейтронах в несинглетном приближении в 3 порядке по константе связи  $\alpha_s$  NNLO. Результаты анализа представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Результаты КХД анализа для 3-х порядков по константе связи.

водород		$\Lambda_{\overline{MS}}$ (МэВ)	$\chi^2/DoF$
	LO	$200 \pm 30$	52.8/60
	NLO	$222 \pm 29$	50.0/60
	NNLO	$209 \pm 23$	48.8/60
дейтерий			
	LO	$223 \pm 30$	65.1/65
	NLO	$235 \pm 34$	65.5/65
	NNLO	$218 \pm 23$	65.5/65

Выполненный КХД анализ СФ вплоть до 3 порядка по константе связи показал на уменьшение центрального значения масштабного параметра  $\Lambda_{\overline{MS}}$  при переходе от NLO к NNLO. Такое поведение масштабного параметра согласуется с результатами анализа отношения  $R$  в процессах аннигиляции  $e^+e^-$ , распадов  $\tau$  лептона и по извлечению масштабной константы КХД из правил сумм Гросса-Левеллина-Смита.

В заключении этой главы приведены выводы по результатам анализа данных по СФ на углероде, дейтерии и водороде, в частности:

1. Полученные данные и тщательный их анализ впервые продемонстрировал хорошее согласие с предсказаниями пКХД без привлечения пертурбативных (на массу мишени) и непертурбативных поправок ("высших твистов") при больших значениях  $Q^2$ .
2. Используя специфические предсказания КХД для СФ по поведению логарифмических наклонов впервые выполнена проверка пКХД и показано, что предсказания пКХД по нарушению скейлинга хорошо согласуется с экспе-

риментальными данными. Существовавшие в это время или полученные несколько ранее данные противоречили КХД (это демонстрируется результатами анализа данных на железе *EMC* коллаборации и нейтринных данных *CDHS*).

3. В результате анализа получено одно значение параметра КХД -  $\Lambda$  на углероде, дейтерии и водороде в пределах статистических ошибок, что указывает на отсутствие влияния ядерных эффектов на  $Q^2$  эволюцию СФ. Прямое отношение СФ  $F_2^c/F_2^d$  также подтверждает этот вывод.

4. Впервые получена значимая величина параметра  $\Lambda_{\overline{MS}}$  из анализа чисто несинглетной СФ  $F_2^p - F_2^n$ . Это нарушение скейлинга хорошо описывается КХД.

5. Разработанный метод анализа позволил впервые выполнить КХД анализ данных в 3 порядке по  $\alpha$ .

В десятой главе представлены результаты совместного КХД анализа *BCDMS* и *SLAC, NMC, BFP* данных по структурным функциям нуклона и извлечения константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$ . Выполнение такого анализа потребовало наличия мощных компьютеров (производительность на уровне 600 *Mz*).

В процессе КХД анализа использовалось "динамическое" включение числа ароматов кварков в процессе  $Q^2$  - эволюции структурных функций, т.е.:  $n_f = 3$  в области  $Q^2 < 9$  ГэВ<sup>2</sup>;  $n_f = 4$  в области  $9 < Q^2 < 80$  ГэВ<sup>2</sup>;  $n_f = 5$  в области  $Q^2 > 80$  ГэВ<sup>2</sup>.

В первом разделе главы представлены результаты совместного КХД анализа данных на углероде, водороде и дейтерии. При выполнении этого анализа использовались данные, измеренные для каждой энергии первичного пучка. В начале представлены результаты КХД анализа в несинглетном приближении (т.е. при условии  $x > 0.25$ , всего 607 экспериментальных точек). В этом случае данные находятся в области больших значений переменной  $Q^2$ , что позволяет выбрать значение точки нормировки  $Q_0^2 = 90$  ГэВ<sup>2</sup>. Было изучено влияние экспериментальных неопределенностей на результаты анализа в зависимости от  $Y_{min3}, Y_{min4}$  и  $Y_{min5}$  - условий по переменной  $y$ . Результаты представлены на рис. 8.

Исключив из анализа данные с существенными систематическими неопределенностями, мы получили следующий результат:  
 $\alpha_s(Q^2 = 90 \text{ ГэВ}^2) = 0.1737 \pm 0.0029$  (стат.ош.)  $\pm 0.0050$  (сис.ош.)  $\pm 0.0025$  (неопр.норм.)

или  
 $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1153 \pm 0.0028$  (полная экспер. ошибка).

Это значение константы сильного взаимодействия соответствует следующему значению масштабного параметра КХД:

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f=5)} = 181 \pm 32 \text{ (полная экспер. ошибка) (МэВ)},$$

или после пересчета:

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f=4)} = 257 \pm 40 \text{ (полная экспер. ошибка) (МэВ)}.$$

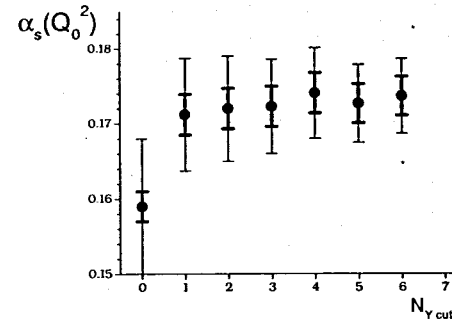


Рис. 8: Изучение систематики параметра  $\alpha_s$  в зависимости от условий по  $Y_{min}$  в совместном анализе данных *BCDMS*. Внутренние (внешние) ограничители указывают статистические (систематические) ошибки.

Затем был выполнен полный анализ с использованием несинглетной и синглетной частей  $Q^2$  эволюции моментов, описывающих СФ. В этом анализе используются данные, содержащие всего 762 точки. В качестве точки для нормировки моментов мы выбираем значение  $Q_0^2 = 20$  (ГэВ)<sup>2</sup> (при низких значениях переменной  $x$  данные находятся в области значений  $Q^2 = 8 - 50$  ГэВ<sup>2</sup>).

Используя 590 точек был выполнен полный (несинглетная и синглетная эволюция) совместный КХД анализ структурных функций  $F_2$ , полученных в данном эксперименте на водороде, дейтерии и углероде.

Получено значение константы сильного взаимодействия:  
 $\alpha_s(Q^2 = 20) = 0.2160 \pm 0.0047$  (стат.ош.)  $\pm 0.0068$  (сис.ош.)  $\pm 0.0031$  (норм.ош.),  
 что соответствует следующему значению этой константы при  $Q^2 = M_Z^2$ :  
 $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1175 \pm 0.0026$  (полная эксп. ошибка).

В определении  $\alpha_s$  в последней ошибке (норм.) учитывался сдвиг, связанный со свободной и фиксированной нормировкой данных разных энергий.

Полученное значение константы  $\alpha_s$  после пересчета дает следующие значения масштабной константы КХД:

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f=4)} = 290 \pm 35 \text{ (полн.эксп. ошиб.) (МэВ)},$$

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f=5)} = 206 \pm 29 \text{ (полн.эксп. ошиб.) (МэВ)}.$$

В следующем разделе этой главы представлены результаты КХД анализа наиболее статистически обеспеченных данных, полученных *SLAC, NMC, BFP* коллаборациями на фиксированных мишенях и в заряженных лептонных пучках. В начале был выполнен анализ данных *SLAC, NMC, BFP* в несинглетном приближении, при условии  $x > 0.25$  и также  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. При этих

условиях полное число точек - 345, в том числе вклад экспериментов: *SLAC* - 238, *NMC* - 66 и *BFP* - 41. Данные находятся в области значений переменной  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$  и было выбрано значение точки нормировки  $Q_0^2 = 20 \text{ ГэВ}^2$ .

В результате анализа показана роль, которую играют степенные поправки для согласования КХД с данными, полученными этими коллаборациями. Особенно это видно при сравнении  $\chi_{sl}^2/DOF$  - логарифмических наклонов, которые отличаются в 8 раз в анализе с учетом и без вкладов степенных поправок. Затем представлены результаты полного (несинглетный и синглетный) анализа экспериментальных данных *SLAC, NMC, BFP*. Для анализа был использован полный набор данных при условии  $Q^2 > 1 \text{ (ГэВ)}^2$ , содержащий всего 719 точек, в том числе:

*SLAC* - 364 точки ; *NMC* - 300 и *BFP* - 55 точек.

Значение точки нормировки моментов было выбрано  $Q^2 = 20 \text{ (ГэВ)}^2$ . Как в анализе в несинглетном приближении в анализе демонстрируется важность использования степенных поправок.

В заключении этого раздела десятой главы представлены результаты КХД анализа экспериментальных данных *BCDMS* и *SLAC, NMC, BFP* (Таблица 2).

**Таблица 2.** Результаты КХД полного (синглетного и несинглетного) анализа экспериментальных данных *BCDMS* и *SLAC, NMC, BFP*.

Данные	$\alpha_s(Q^2 = M_Z^2) \pm (\text{полная эксп. ош.})$
<i>BCDMS</i> ( $C^{12}, H_2, D_2$ )	$0.1175 \pm 0.0026$
<i>SLAC, NMC</i> ( $H_2, D_2$ ); <i>BFP</i> ( $Fe^{56}$ )	$0.1170 \pm 0.0028$

Из Таблицы 2 видно, что полученные в результате анализа данных *SLAC, NMC*, и *BFP* значения константы  $\alpha_s$  хорошо согласуются с результатами совместного анализа наших данных на углероде, водороде и дейтерии.

В следующем разделе этой главы представлены результаты совместного КХД анализа *BCDMS, SLAC, NMC, BFP* данных в начале в несинглетном приближении, а затем полный анализ. При этом используется условие на переменную  $Q^2 > 1 \text{ (ГэВ)}^2$ . Для *BCDMS* данных в этом анализе используется условие, исключающее точки с большой экспериментальной систематикой в результаты анализа. Для нормировки моментов СФ использовались значение точки нормировки  $Q_0^2 = 90 \text{ (ГэВ)}^2$ . После выполнения этих условий для КХД анализа в несинглетном приближении остается всего 797 точек. Достаточно интересным вопросом является значение границы по переменной  $Q^2$ , когда уже можно использовать пКХД без коррекций на непертурбативные эффекты. Поэтому вначале была сделана серия аппроксимаций без коррекций на степенные поправки (НТС), но применяя условие по переменной  $Q_{min}^2$  от 1 до 12  $(\text{ГэВ}/c)^2$  с шагом 1  $\text{ГэВ}^2$ .

Результаты анализа показали, что при  $Q^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$  степенные поправки не требуются. Это хорошо согласуется с результатами анализа, когда используется условие на переменную  $W^2 > 4$  (для больших значений  $x$  это соответствует  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ ).

В результате анализа получены кварковые распределения, представленные в диссертации.

Таким образом, в совместном КХД анализе данных *BCDMS, SLAC, NMC, BFP* в несинглетном приближении получены следующие результаты:  
при  $\chi^2/DOF = 0.97$  константа  $\alpha_s$  равна:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1174 \pm 0.0007 \text{ (стат.ош.)} \pm 0.0021 \text{ (сист.ош.)} \pm 0.0005 \text{ (норм.ош.)}$$

или

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1174 \pm 0.0022 \text{ (полная экспер. ош.)}$$

В следующем разделе этой главы представлены результаты КХД анализа полного набора экспериментальных данных *BCDMS, SLAC, NMC, BFP* коллабораций в следующем порядке к лидирующему (*NLO*), в котором для описания данных будут использоваться эволюция несинглетной и синглетной частей моментов СФ. В этом анализе используются экспериментальные точки для всех значений переменной  $x$ . Остальные условия по отбору данных те же, что и в случае анализа в несинглетном приближении, после применения которых для анализа остается 1309 экспериментальных точек. Для нормировки моментов используется значение  $Q_0^2 = 20 \text{ (ГэВ)}^2$ .

Как и в случае анализа в несинглетном приближении, были изучено влияние поправок на "высшие твисты" и возможного нахождения границы применимости пКХД для описания данных по СФ. Результаты анализа представлены в диссертации. Граница применимости пКХД в полном анализе (несинглетная и синглетная эволюция моментов) находится при  $Q^2 \sim 10 - 12 \text{ ГэВ}^2$ . Как было указано выше, сравнение теоретических и экспериментальных значений логарифмических наклонов обладает большой чувствительностью к результатам анализа, чем оценка по общему значению  $\chi^2$ . Эти сравнения представлены в диссертации для логарифмических наклонов при различных условиях анализа. В результате полного анализа получены параметры распределений кварков и глюонов в выбранной точке нормировки, значения параметров - поправок на "высшие твисты". Здесь также приведены результаты изучения корреляций между глюонами и степенными поправками введенном члена  $\sim x^{-\omega}$  в распределении морских кварков и глюонов с  $\omega = 0$  и  $\omega = 0.18$ , соответственно. Из анализа видно, что параметры валентных кварков заметно не изменились. Значения параметров - показателей степени в распределениях глюонов и морских кварков  $b_G(20)$  и  $b_S(20)$  уменьшились и уже находятся в пределах предсказаний правил кваркового счета. Значения показателя  $\omega$  в результате анализа равно 0.18, что хорошо согласуется с результатами, основанными на динамике *BFKL*, а также с результатами недавнего феноменологического изучения величины интерсепта Померона.

Таким образом, в результате полного анализа *BCDMS, SLAC, NMC* и *BFP* был получен следующий результат для константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  с учетом систематики:

$$\alpha_s(20) = 0.2167 \pm 0.0024 \text{ (стат.ош.)} \pm 0.0080 \text{ (сист.ош.)} \pm 0.0012 \text{ (норм.ош.)}$$

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1177 \pm 0.0007 \text{ (стат.ош.)} \pm 0.0021 \text{ (сист.ош.)} \pm 0.0006 \text{ (норм.ош.)}$$

или  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1177 \pm 0.0023 \text{ (эксперим. ош.)}$ .

В этой главе также представлены результаты изучения влияния пороговых эффектов в  $Q^2$  эволюцию СФ. Это влияние оказалось несущественным. Здесь же, используя теоретические формулы гл. 8, представлены результаты оценки теоретических неопределенностей, связанных с точкой перенормировки и факторизации моментов СФ. Эти неопределенности для анализа в  $NLO$  значительно превышают экспериментальные ошибки.

В последнем разделе десятой главы представлены результаты простого анализа существующих данных по  $\alpha_s$ . Эти данные по константе  $\alpha_s$  получены в различных физических процессах - в ГНР,  $e^+e^-$  анигиляции,  $pp$ - взаимодействиях, в дифракционных процессах и др (рис. 9). Всего использовано 52 точки при значениях  $Q^2$ , измеренных в эксперименте. В качестве свободного параметра была принята величина  $\alpha_s$  при  $Q^2 = M_Z^2$  (в процедуре параметры:  $A(2)$  для  $N = 1, 2, 4$ ,  $A(3)$  для  $N = 3$ ).

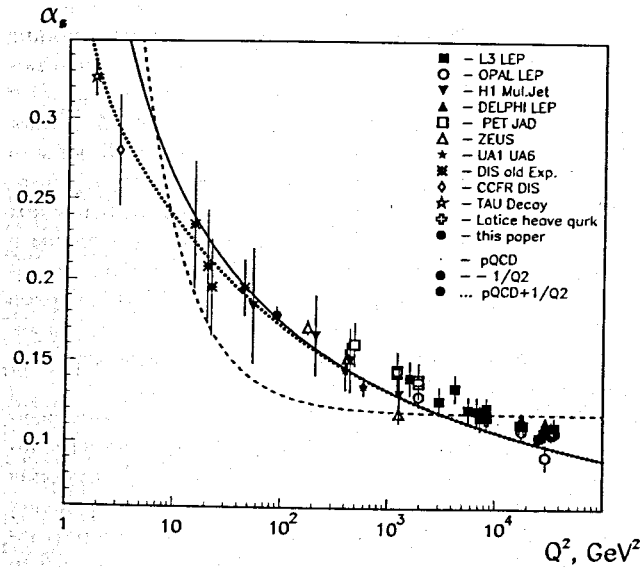


Рис. 9: Мировые данные по константе  $\alpha_s$ . Сплошная кривая - предсказания пКХД; пунктирная - предположение, что  $\alpha_s$  - константа; точки - к пКХД добавляется степенная поправка при малых значениях переменной  $Q^2$ .

Результаты анализа представлены в Таблице 3.

Таблица 3 Результаты анализа мировых данных по константе  $\alpha_s$ .

N an.	$\alpha_s$	A(1)	A(2)	A(3)	$\chi^2/N_p$
1	Константа		$0.1201 \pm 0.0008$		909./52
2	пКХД		$0.1176 \pm 0.0006$		35./52
3	$A(3) + A(1)/Q^2$	$0.75 \pm 0.03$		$0.1182 \pm 0.0008$	322./52
4	пКХД + $A(1)/Q^2$	$-0.081 \pm 0.041$	$0.1185 \pm 0.0007$		31./52

Из полученных результатов анализа были сделаны выводы:

1. Все данные по  $\alpha_s$  хорошо удовлетворяют  $Q^2$ -эволюции, предсказываемой пКХД ( $N = 2$ ). Действительно константа  $\alpha_s$  - универсальная для всех измеренных процессов.
2. Поведение  $\alpha_s$  не удовлетворяет гипотезе постоянства и степенной зависимости от  $Q^2$  ( $N = 1, 3$ ).
3. Возможна степенная поправка при низких значениях  $Q^2$  ( $N = 4$ ).
4. Результаты анализа ( $N = 2$ ) для случая пКХД хорошо согласуются с величиной  $\alpha_s$ , полученной только из данных по ГНР.

Мировая константа сильного взаимодействия:  $\alpha_s(Q^2 = M_Z^2) = 0.1176 \pm 0.0024$  (экспер. ош.).

Эта оценка хорошо согласуется со средней величиной:

$$\alpha_s(Q^2 = M_Z^2) = 0.1181 \pm 0.002 \text{ из "Review of Particle Physics" 2000, стр.91.}$$

В одиннадцатой главе представлено предложение по возможному дальнейшему исследованию процессов ГНР с помощью установки СТОРС - сверхпроводящего тороидального спектрометра - в мюонных пучках (возможно в ЦЕРНЕ или ФЕРМИЛАБ, планировалось на УНК-600).

Исследование систематических погрешностей в ТМС  $BCDMS$  - коллаборации показал, что основными источниками неопределенностей являются: конечное разрешение по импульсу рассеянного мюона из-за многократного рассеяния в железе и существенные неопределенности при калибровках магнитного поля в железе. Эти факторы дают основной вклад в систематические ошибки при извлечении структурных функций.

Существенное уменьшение этих неопределенностей может быть достигнуто заменой железного сердечника магнита ТМС на сверхпроводящие шины, способные создать почти эквивалентное по величине магнитное поле в воздухе. Такая установка (СТОРС) может обладать лучшими качествами тороидальных магнитных спектрометров (100% эффективностью, рекордной светимостью) и не страдать их недостатками (не высокой разрешающей способностью по кинематическим переменным).

Схема и описание такого спектрометра представлена в диссертации. Для разработки предложения по созданию установки с сверхпроводящим магнитом (СТОРС) были выполнены тщательные расчеты. Эти расчеты продемонстрировали возможность создания сверхпроводящего магнита и главные качества такой установки - хорошую однородную эффективность к событиям ГНР, высокую разрешающую способность спектрометра по кинематическим переменным, необходимую для существенного уменьшения систематических ошибок. Для определения основных характеристик спектрометра: эффективности к событиям ГНР, разрешения по импульсу ( $\Delta p/p$ ) и углу рассеяния

( $\Delta\theta/\theta$ ) было выполнено моделирование событий ГНР.

Из оценок получено, что конечное разрешение для кинематических переменных  $x$  и  $Q^2 \sim 1\%$  и слабо зависит от этих переменных, что важно для прецизионных измерений структурных функций в широкой области кинематических переменных ГНР. Это в 10-15 раз лучше, чем было получено на железных спектрометрах.

В диссертации представлена основная физическая программа, которую возможно выполнить на установке СТОРС, подтвержденная расчетами и соответствующими иллюстрациями.

1. Измерение структурных функций  $F_{2i}^{p(n)}$  в широкой области переменных  $0.01 < x < 0.9$  и  $1 < Q^2 < 500 \text{ ГэВ}^2$  с точностью 1%.
2. Измерение константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  с точностью лучше 1%.
3. Измерение СФ на ядрах в области больших значений переменной  $x$  (до 1.6).
3. Сооружение установки СТОРС открыло бы совершенно новые возможности по исследованию механизма рождения  $J/\psi$  частиц в лептон-нуклонных взаимодействиях, проверке цветной синглетной модели, выяснения влияния ядерной среды на механизм рождения  $J/\psi$ .
4. На установке возможно изучение спиновых эффектов\* в СФ. Статистика в этих экспериментах зависит от размеров поляризованной мишени. Например, при длине мишени около 2 м могут быть получены данные по СФ  $g_1$  в широкой области по переменной  $Q^2$  вплоть до  $120 \text{ ГэВ}^2$ . С такой мишенью установка в состоянии зарегистрировать 2000 событий рождения  $J/\psi$  (200 дней набора данных с эффективностью 50%) для каждого направления поляризации (параллельного и антипараллельного).

Все выше перечисленные задачи не ограничивают возможности установки СТОРС. Оснащение её детекторами идентификации частиц позволило бы выполнять эксперименты по изучению полунклюзивных процессов в ГНР лептонов.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Развита методика обработки и анализа экспериментальных данных, зарегистрированных в масштабном эксперименте с уникальным магнитным спектрометром (рекордная светимость  $10^{35}$ ) и крупнейшей в мире криогенной мишенью:

- выполнено моделирование процесса ГНР мюона с привлечением детальных на сегодняшний день расчетов потерь энергии мюона в веществе и радиационных поправок к ГНР;
- разработана методика расчета эффективностей триггерных сцинтилляционных счетчиков больших размеров с учетом влияния мертвых зон;
- показано, что ранее выполненные теоретические расчеты потерь энергии мюонами в веществе при больших энергиях ( $E > 50 \text{ ГэВ}$ ) не согласуются с экспериментальными данными, что приводит к существен-

ному сдвигу значений структурных функций (до 10% при значении переменной  $x > 0.5$ );

- разработана программа статистического анализа данных и вычисления структурных функций пучлона с учетом реальной эффективности установки, потерь энергии и радиационных поправок;

2. Впервые в области больших энергий ( $E_\mu > 50$ ) выполнены прецизионные измерения потерь энергии  $\Delta E$  мюонами в веществе. Показано, что теоретические расчеты по  $\Delta E$  согласуются с экспериментом с точностью  $\sim 1\%$  в случае учета "больших" потерь.
3. Впервые получены экспериментальные данные по глубоконеупругому рассеянию мюонов на пучлонах и ядрах в области больших значений квадрата переданного четырехимпульса  $8 < Q^2 \leq 260 \text{ ГэВ}^2$ , недоступные для регистрации с помощью других методик в экспериментах с фиксированными мишенями. Всего в опытах с углеродной, водородной и дейтериевой мишенями получено  $\sim 3.2 \cdot 10^6$  событий ГНР мюонов. Полученные экспериментальные данные остаются уникальными.
4. С лучшей точностью выполнено измерение нуклонных структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  и  $R(x)$  в глубоконеупругом рассеянии мюонов на углероде в кинематической области  $0.25 \leq x < 0.8$  и  $25 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 260 \text{ ГэВ}^2$  при трех значениях энергии первичного пучка 120, 200 и 280 ГэВ. Поведение  $F_2(x, Q^2)$  от переменной  $Q^2$  согласуется с гипотезой нарушения скейлинга. Значения  $R(x)$  в измеренной области переменной  $x$  согласуются с предсказаниями КХД в пределах ошибок измерений. Среднее значение:  $R = \sigma_L/\sigma_T = 0.015 \pm 0.013$  (стат.)  $\pm 0.026$  (сист.).
5. Получены самые точные данные по структурным функциям  $F_2(x, Q^2)$  и  $R(x)$  на дейтерии при трех значениях энергии первичного пучка мюонов 120, 200 и 280 ГэВ в кинематической области:  $0.06 \leq x \leq 0.80$  и  $8 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 260 \text{ ГэВ}^2$ . Поведение  $F_2$  от переменной  $Q^2$  согласуется с гипотезой нарушения скейлинга. Значения  $R(x)$  согласуются с предсказаниями КХД в пределах ошибок измерений.

6. Используя данные по структурным функциям  $F_2$ , полученные на водороде и дейтерии, извлечены отношения структурных функций нейтрона и протона  $F_2^n/F_2^p$ . Полученные данные по отношению  $F_2^n/F_2^p$  указывают на доминирование  $u$  кварка при  $x \rightarrow 1$ . В пределах точности измерений не наблюдается зависимость отношения  $F_2^n/F_2^p$  от  $Q^2$ . Отношение  $F_2^n/F_2^p$  хорошо согласуется с другими данными, полученными в экспериментах в той же кинематической области.

7. Используя значения разности  $F_2^p - F_2^n$ , полученные из данных на дейтерии и водороде, получено значение интеграла:

$$\int_{0.06}^{0.8} [F_2^p(x) - F_2^n(x)] \frac{dx}{x} = 0.197 \pm 0.006 \pm 0.036.$$



Значение полного интеграла после экстраполяции в не измеряемые области оказалось равным  $0.261 \pm 0.047$  (экспер). Такое значение интеграла указывало на нарушение правила сумм Готфрида в предположении симметрии морских кварков ( $\bar{u} = \bar{d}$ ) - распределения в пределах  $1.5 \sigma$ . Однако однозначного заключения о нарушении правила Готфрида сделать не удалось из-за значительной систематической ошибки, связанной с экстраполяцией в неизмеряемую область ( $x \rightarrow 0$ ). Дальнейшие эксперименты, выполненные NMC коллаборацией подтвердили этот результат и установили нарушение правила сумм в случае симметрии моря в пределах  $5 \sigma$ . Эксперимент HERMES, используя полуниклозные процессы рождения заряженных адронов, выполнил измерение интеграла

$$\int_0^1 (\bar{u} - \bar{d}) dx = 0.160 \pm 0.030.$$

Если использовать этот результат, то "полный" интеграл равен:

$$S_G^{full} = 0.227 \pm 0.020,$$

что хорошо согласуется с результатами, полученными в экспериментах BCDMS и NMC. Таким образом, правило сумм Готфрида сохраняется в отсутствии симметрии морских кварков. С другой стороны, результаты по измерению разницы  $\bar{d} - \bar{u}$  имеют самостоятельное значение - они указывают на существование асимметрии в распределении морских кварков.

8. Выполнено сравнение экспериментальных данных, полученных в экспериментах на углероде и дейтерии с данными экспериментов EMC, BFP, NMC, SLAC, CCFR. Показаны противоречия с данными EMC и в области малых значений переменной  $x$ , хорошее согласие с данными NMC, SLAC, CCFR и удовлетворительное согласие с данными BFP.
9. Совместно с сотрудниками ЛТФ разработан новый метод, на основе его создана и исследована эффективная программа для выполнения КХД анализа структурных функций в глубоко-неупругом рассеянии лептонов. Для реконструкции СФ используется разложение этих функций по полиномам Якоби. Исследована точность восстановления структурных функций в зависимости от количества членов разложения. Показано, что высокая точность восстановления СФ достигается уже при 7 членах разложения. Изучена стабильность результатов анализа. Используя созданную программу, впервые до порядка следующего к лидирующему (NLO) выполнен КХД анализ экспериментальных данных по ГНР мюонов, полученных коллаборацией BCDMS на ядрах углерода, дейтерия и водорода, как в несинглетном, так и в синглетном случае, а также анализ других данных по ГНР лептонов EMC, BFP, NMC, SLAC.
10. В результате анализа извлечены значения масштабного параметра КХД -  $\Lambda$  с наилучшей в мире точностью в одном эксперименте. Анализ данных BCDMS впервые продемонстрировал их хорошее количественное согласие с пертурбативной Квантовой ХромоДинамикой (КХД). Данные по  $F_2$ ,

полученные в эксперименте для высоких значений  $Q^2$  не требуют практически поправок на массу мишени и "высших твистов". Полученные данные по  $F_2$  с высокой точностью и тщательный КХД анализ позволили впервые выполнить проверку КХД в ГНР лептонов, используя специфические предсказания КХД для ГНР - поведение логарифмических наклонов ( $d \ln F_2 / d \ln Q^2$ ) от переменной  $x$ .

11. Анализ данных BCDMS на  $D_2$  и  $C^{12}$  дают одно значение в пределах статистических ошибок масштабного параметра  $\Lambda$ , что свидетельствует об отсутствии влияния ядерных эффектов на  $Q^2$  поведение структурных функций в области  $Q^2 > 20$  ГэВ<sup>2</sup>. Это подтверждается отсутствием зависимости отношения СФ  $F_2^e / F_2^d$  от  $Q^2$ .
12. Впервые выполнен КХД - анализ структурных функций  $F_2$  на протонах и дейтронах в NNLO (в приближении  $\alpha_s^3$ ) для несинглетного случая. Найдено слабое уменьшение (в пределах ошибок) параметра КХД -  $\Lambda$  от NLO к NNLO. Такое поведение согласуется с результатами анализа R отношения в  $e^+e^-$  аннигиляции,  $\tau$  - распада и правила сумм Гросса - Левеллен - Смита.
13. Используя программу КХД анализа, выполнен совместный КХД анализ структурных функций  $F_2$ , полученных в эксперименте на углероде, водороде и дейтерии с учетом "динамического" включения числа ароматов кварков в процессе эволюции структурных функций. Определена константа сильных взаимодействий:  
 $\alpha_s(Q^2 = 20 \text{ ГэВ}^2) = 0.2160 \pm 0.0047$  (стат.)  $\pm 0.0068$  (сист.)  $\pm 0.0031$  (норм.)  
 Показано, что эффекты на массу мишени и "высшие твисты" незначительны для данных BCDMS - коллаборации, полученных для больших значений  $Q^2$ . Пересчет к стандартной величине константы при массе  $M_z^2$  дает:  
 $\alpha_s(Q^2 = M_z^2) = 0.1175 \pm 0.0026$  (полн.эксп. ош.).
14. Выполнен КХД анализ экспериментальных данных SLAC, NMC, BFP. Извлечена константа  $\alpha_s$ :  
 $\alpha_s(Q^2 = M_z^2) = 0.1170 \pm 0.0028$  (полн.эксп. ош.).  
 Изучено влияние пертурбативных вкладов в СФ.
15. Выполнен совместный анализ данных BCDMS, SLAC, NMC, BFP с учетом "динамического" включения числа ароматов в процессе эволюции структурных функций. Определена константа сильных взаимодействий:  
 $\alpha_s(Q^2 = M_z^2) = 0.1177 \pm 0.0023$  (полн.эксп. ош.).  
 Изучено влияние пороговых эффектов на результаты анализа. Сделаны оценки теоретических неопределенностей, связанных со значениями точек перенормировки и факторизации теоретических моментов СФ.
16. Выполнен анализ мировых данных по константе сильного взаимодействия  $\alpha_s$ . Показано, что вся совокупность существующих данных удовле-

творяет предсказаниям КХД по  $Q^2$  эволюции константы сильного взаимодействия. Полученное значение  $\alpha_s$  из экспериментальных данных по ГНР хорошо согласуется с остальными мировыми данными.

17. Представлено предложение по сооружению новой экспериментальной установки СТОРС для исследований процессов ГНР. Создание установки СТОРС позволило бы выполнить исследования ГНР на более высоком уровне, в частности: измерить СФ с точностью 1%; определить константу  $\alpha_s(M^2)$  на уровне точности 0.7% (сейчас она измерена с точностью 2.5%); получить уникальные данные по СФ в ГНР до значений переменной  $x = 1.6$  для ядер и глюонные распределения для протонов и ядер с точностью 3%. Выполнить проверку КХД для спинзависящих структурных функций.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

1. D.Bollini,...,V.G.Krivokhizin,et.al.A high Luminosity spectrometer for deep inelastic muon scattering experiment,Nucl.Inst.and Method,v204,1983,p.333.
2. A.Argento ...,V.G.Krivokhizin,..Phys. Lett.,vol.120B,N<sup>o</sup>1.2.3.1983,p.245; Препринт ОИЯИ Е 1-82-847,1982.
3. R.Kopp,...,V.G.Krivokhizin,..A measurement of energy loss distribution of Energetic muon in iron. Z.Phys. C Particles and Fields 28,171,1985.
4. D.Billini,..., V.Krivokhizin , et.all.Deep inelastic muon scattering on carbon at large  $Q^2$ . Proceeding of the Inter. Symp. on Lepton and Photon Inter. at high Energies, August 23-29,1979,Batavaa,p.149.
5. A.Argento,...,V.G.Krivokhizin, A new results for nucleon structure function from DIS of muon on the carbon at High  $Q^2$ . Presented at the Inter.Conf. on High Energy Physics ,1981,Lisbon,Portugal , Proceeding,p.786.
6. А.Арженто,..., В.Г.Кривохижин, Установка и основные результаты эксперимента НА-4.Труды Совещания по исследованиям в области релят. ядерной физики,Дубна,1982.
7. А.Бенвенути,...,В.Г.Кривохижин, Измерения нуклонной структурной функции в глубоко-неупругом рассеянии мюонов на углеводе при высоких  $Q^2$ . Препринт ОИЯИ Е 1-86-650; Доклад на Междун. конф. по физике высоких энергий,Беркли(США),1986.
8. А.Бенвенути,...,В.Г.Кривохижин,...Прецизионные измерения нуклонной структурной функции в глубоко-неупругом рассеянии мюонов на углеводе при высоких  $Q^2$ . Препринт ОИЯИ Е 1-87-549,1987 ; Препринт ЦЕРН CERN-EP/87-100. Phys. Lett. 195B,1987,p.91.
9. А.С.Бенвенути,...,V.G.Krivokhizin, A high statistics measurement of the of the deuteron structure function  $F_2$  and R from deep inelastic muon scattering at high  $Q^2$ . Phys.Lett.B237,1990,592, Preprint JINR E1-90-284, CERN EP-89-170.
- 10.А.С.Бенвенути,...,V.G.Krivokhizin,A high statistics measurement of the of the proton structure function  $F_2$  and R from deep inelastic muon scattering at high  $Q^2$ . Preprint JINR1-89-540, CERN EP-89-06,Phys.Lett B223,1989,485.

11. А.С.Бенвенути,...,V.G.Krivokhizin ...,A comparison of the structure functions  $F_2$  of the proton and the neutron from deep inelastic muon scattering at High  $Q^2$ . Preprint JINR E1-90-285. CERN EP-89-171.Phys.Lett B237.1990.599.

12. K.Ackerstaff,...V.G.Krivokhizine, The flavor asymmetry of the light quark sea from semiinclusive deep inelastic scattering. Phys.Rev.Lett.v.81.n25.1998.

13. K.Ackerstaff,...V.G.Krivokhizine,The HERMES Spectrometer. Nucl.Inst. and Method.A417,1998.230.

14. В.Г. Кривохижин и др. КХД анализ синглетных структурных функций с использованием полиномов Якоби., Препринт ОИЯИ Е2-86-564,1986.

15. А.С.Бенвенути,...V.G.Krivokhizin.. A high statistics measurement of the of the proton structure function and tests of QCD from deep inelastic muon scattering at high. Preprint JINR E1-87-689, Report on the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Uppsala,1987.

16. Krivokhizin V.G. et al. QCD analyses of singlet structure function using Jacoby polynomials,Z.Phys.C.Particles and Fields,c.36.1987.p.51.

17. Krivokhizin V.G. et al. Next-to-leading-order QCD analysis of structure function with the help of Jacoby polynomials.,Preprint JINR E2-90-330.1990: Z.Phys.C.Particles and Fields,c.48.1990,p.347.

18. А.С.Бенвенути,...V.G.Krivokhizin, Tests of QCD and a measurement of  $\Lambda$  from scaling violations in the nucleon structure functions  $F_2$  at high  $Q^2$ . Preprint JINR E1-87-699, Phys.Lett.B195,1987,97.

19. V. Genchev ...V.G.Krivokhizin, QCD analysis of the nucleon structure function  $F_2$ , measured in DIS of the muon on carbon.Proc. Int. Conference of Problems of High Energy Physics (1988), Dubna, V.2., p.6.

20. А.С.Бенвенути,...,V.G.Krivokhizin ,Tests of QCD and a measurement of  $\Lambda$  from scaling violations in the proton structure functions  $F_2$  at high  $Q^2$ . Preprint JINR E1-89-541,Phys.Lett B223,1989,490.

21. А.В. Kotikov, V.G. Krivokhizine,  $F_2$  structure function and higher twist contribution ( nonsinglet case). Proceedings of International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Phenomena (1998), Brussels (hep-ph/9805353). p.242-245.

22. Parente G.,Kotikov A.V.,Krivokhizin V.G. Next-to-next-to leading order QCD analysis of DIS structure function.,Phys.Lett.,v.B333,1994,p.190.

23. V.G.Krivokhizine and A.V.Kotikov, A systematic study of QCD coupling constant from deep inelastic measurements. Preprint JINR E2 2001-190, Доклад на Международном совещании по физике высоких энергий и квантовой теории поля, Москва, 2001.

24. G.Guoyot, ...,V.G.Krivokhizin,..Study Inelastic Scattering using Superconducting Toroidal Spectrometer(STORS).Letter of Intent,1991.

25. А.А.Фечтченко,..,V.G.Krivokhizin,Superconducting Toroidal spectrometer for Precision Studies of Muon Deep Inelastic Scattering at CERN and Serpukhov(UNK). Доклад на 27 Международной конференции по физике высоких энергий, Глазго,Англия,1994,стр.1363.

26. А.А.Фечтченко,..,V.G.Krivokhizin, ...,Superconducting Toroidal Spectrometer for Precision Studies of Muon Deep Inelastic Scattering at CERN

and Serpukhov(UNK).

Доклад на Международной совещании UNK - 600, Протвино, 1994, стрю101. Сообщение ОИЯИ E1-04-232, 1994.

27. В.Андреев,...,В.Г.Кривохижин,.. Сверхпроводящая магнитная система тороидального спектрометра STORS.Препринт ОИЯИ P1-92-379.1992. Препринт ОИЯИ P1-92-379,1992.

28. А.Г.Акишин,...,В.Г.Кривохижин. Программа моделирования эксперимента по ГНР лептонов на спектрометре STORS (GEATORS). P1-92-167,ОИЯИ,Дубна,1992.

29. А.Ю.Болюшкина,...,В.Г.Кривохижин,.Моделирование экспериментов по ГНР на сверхпроводящем магнитном спектрометре STORS. P10-92-370,ОИЯИ,Дубна,1992.

30. A.C.Benvenuti,... V.G.Krivokhizhin, Nuclear Structure function in carbon near  $x = 1$ . Preprint E1-93-133.JINR,Dubna,1993.

Получено 24 января 2002 года.