

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-2007-89

На правах рукописи  
УДК 539.125

**КОРЗЕНЁВ**  
Александр Юрьевич

**ИЗМЕРЕНИЕ СПИНОВОЙ СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ  $g_1^d$   
НА УСТАНОВКЕ COMPASS**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2007

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований, Дубна.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук

Саложников  
Михаил Григорьевич

доктор, профессор

фон Харрах  
Дитрих

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор

Белостоцкий  
Станислав Львович

кандидат физико-математических наук

Шелков  
Георгий Александрович

Ведущая организация:

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Российской академии наук

Защита диссертации состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2007 г. на заседании диссертационного совета Д 720.001.05 при Лаборатории физики частиц в Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2007 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

Кривохижин  
Василий Геннадьевич



## Актуальность

На протяжении последних 30 лет спиновая структура нуклона является одной из широко обсуждаемых тем в физике элементарных частиц. Согласно теории сильных взаимодействий (квантовой хромодинамике / КХД), нуклон представляет собой связанное состояние кварков, взаимодействующих посредством глюонов. Не смотря на очевидный успех в описании экспериментальных данных, дать ответ на вопрос, в какой пропорции кварки и глюоны делят спин нуклона между собой, КХД не может. Экспериментальные же данные свидетельствуют в пользу того, что лишь малая часть спина нуклона может быть объяснена суммарным вкладом кварков [1]. Если обозначить вклады кварков и глюонов в спин нуклона как  $\Delta\Sigma$  и  $\Delta G$ , а  $L_z^q$  и  $L_z^G$  – их орбитальные моменты, то спин нуклона может быть представлен как:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^G. \quad (1)$$

Определение величины каждого из членов данного уравнения является одним из ключевых моментов в понимании внутренней структуры нуклона.

Первая попытка определить величину кваркового вклада,  $\Delta\Sigma$ , была предпринята в конце 80-х годов. Эксперимент EMC получил неожиданный результат:  $\Delta\Sigma = 0,12 \pm 0,09 \pm 0,14$  [2]. Причем было обнаружено существенное нарушение правила Эллиса-Джаффе, предполагающего неполяризованную странность нуклона ( $\Delta s = 0$ ). Для избежания противоречий с результатами гиперонных экспериментов пришлось потребовать  $\Delta s = -0,19 \pm 0,03 \pm 0,04$ . Результаты измерений EMC вошли в обиход как “спиновый кризис”<sup>1</sup>. Для разрешения проблемы в ведущих научных центрах мира (SLAC, CERN, DESY) были предложены новые эксперименты, способные провести измерения в различных кинематических областях. Новые результаты лишь подтвердили выводы EMC: вклад кварков в спин нуклона действительно мал. КХД анализ всех существующих измерений структурных функций  $g_1^{p,n,d}$ , полученных в реакциях глубоко-неупругого рассеяния (ГНР) лептона на нуклоне, приводит к величине  $\Delta\Sigma$  в пределах от 0,2 до 0,35 (см. например [3, 4]).

COMPASS (CERN/SPS) – один из действующих на сегодняшний день экспериментов, посвященных измерению спиновой структуры нуклона. Новое поколение прецизионных детекторов, работающих в высоких потоках частиц; быстрая электроника; система сбора данных, способная управлять большими объемами детекторной информации, позволяют существенно

---

<sup>1</sup>Заметим, что “кризис” связан исключительно с нашими интуитивными (наивными) предположениями о величине вклада кварков. Так как полный угловой момент сохраняется, основная часть спина нуклона переносится глюонами и/или переходит в орбитальные моменты.

улучшить точность физических результатов. Анализ структурной функции  $g_1^d$ , представленный в диссертации, проводился на данных, набранных экспериментом в сеансах 2002-2003 гг.

## Цели работы

- Расчет инклюзивной продольной асимметрии виртуального фотона  $A_1^d$  и спинозависимой структурной функции  $g_1^d$  с использованием данных, набранных экспериментом COMPASS в сеансах 2002 и 2003 гг.
- Проведение КХД анализа с целью получения образующих спин ну-клона распределений кварков и глюонов.
- Методическая работа, которая включает в себя:
  - ◊ Измерение магнитного поля дипольного магнита SM1 установки COMPASS. Включение результатов измерений в программы реконструкции и моделирования событий эксперимента.
  - ◊ Разработка алгоритма восстановления параметров вершины первичного взаимодействия и вершин распада нейтральных частиц.
  - ◊ Разработка процедуры отбора событий, которые удовлетворяют критериям стабильной работы спектрометра.
  - ◊ Анализ эффективности работы триггера, калибровка триггерных годоскопов и разработка алгоритма идентификации рассеянного мюона, основанного на проверке соответствия трека триггерным условиям.

## Научная новизна

1. Представлены первые результаты эксперимента COMPASS по определению спиновой асимметрии дейтрона  $A_1^d$  и его спинозависимой структурной функции  $g_1^d$  в области  $Q^2 \in [1; 100]$  ГэВ<sup>2</sup> и  $x \in [0, 004; 0, 7]$ .
2. По сравнению с предыдущими экспериментами ошибка измерений  $g_1^d$  для области  $x < 0, 03$  была уменьшена в 2–3 раза, что повысило точность экстраполяции  $g_1^d$  в область  $x = 0$ .
3. Обнаружено, что для  $x < 0, 03$  новые измерения  $g_1^d$  вполне сопоставимы с нулем и не имеют предрасположенности к отрицательным величинам, как следовало из результатов предыдущего эксперимента SMC.

4. Используя в анализе все имеющиеся на сегодняшний день данные по  $g_1^{p,n,d}(x, Q^2)$ , с помощью программы КХД фита были рассчитаны спиновзависимые распределения кварков и глюонов. Показано, что при включении в фит данных COMPASS ошибка определения кварковой поляризации уменьшилась на 26%.

## Практическая ценность

1. Результаты измерений  $A_1^d$  и  $g_1^d$  в виде таблиц внесены в мировую базу данных (Durham HEPDATA) [5] и могут быть использованы в КХД анализе других групп.
2. Полученные в результате КХД анализа партонные распределения могут быть использованы в программах моделирования процессов поляризованного ГНР.
3. Выполнена методическая работа, результаты которой включены в процедуру стандартного анализа данных, необходимого для расчета  $A_1^d$  и  $g_1^d$ 
  - (a) Проведено измерение магнитного поля дипольного магнита SM1 установки COMPASS.
  - (b) Написан программный пакет реконструкции вершин, выполняющий восстановление параметров вершины первичного взаимодействия и поиск вершин распада долгоживущих нейтральных частиц.
  - (c) Разработана программа отбора событий, которые удовлетворяют критериям стабильной работы спектрометра.
  - (d) Для программы восстановления треков разработан алгоритм идентификации рассеянного мюона и алгоритм учета вещества спектрометра для корректного описания многократного рассеяния частиц.

## Автор защищает

1. Результаты расчета спиновой асимметрии дейтрона  $A_1^d$  и его спиновзависимой структурной функции  $g_1^d$  в области ГНР.
2. Результаты КХД анализа данных по  $g_1^{p,n,d}(x, Q^2)$  с использованием измерений COMPASS.
3. Методическая работа:

- (a) Результаты измерений магнитного поля дипольного магнита SM1 спектрометра COMPASS.
- (b) Алгоритм восстановления параметров вершины первичного взаимодействия и вершин распада нейтральных частиц.
- (c) Процедуру отбора событий, удовлетворяющих критериям стабильной работы спектрометра.
- (d) Результаты анализа эффективности работы триггера, а также методику калибровки триггерных годоскопов и алгоритм идентификации рассеяного мюона, основанный на проверке соответствия трека триггерным условиям.

## Апробация работы

Результаты диссертации докладывались автором на научных семинарах ЛФЧ (ОИЯИ), Института ядерной физики университета г. Майнц (Германия), международном XVIII семинаре проблем физики высоких энергий им. Балдина (25 - 30 сентября 2004, Дубна), конференции немецкого физического общества/ отделение физики ядра (8 - 12 марта 2004, Кельн, Германия), международных конференциях SPIN 2005 (7 - 3 августа 2005, Прага, Чешская Республика), QNP 2006 (5 - 10 июня 2006, Мадрид, Испания) и QCD 2006 (3 - 7 июля 2006, Монпелье, Франция).

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 6-ти работах.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из 5-ти глав (“Введение”, “Описание установки COMPASS”, “Геометрическая реконструкция событий”, “Получение спиновой асимметрии из экспериментальных данных” и “КХД анализ”), заключения и 2-х приложений.

## **Содержание диссертации**

В первой главе кратко излагается формализм глубоко-неупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклоне. Приводятся формулы для сечений поляризованного и неполяризованного рассеяния, вводятся структурные функции и понятие скейлинга, дана интерпретация партонных распределений в рамках квантовой хромодинамики.

Если обозначить стрелками взаимную ориентацию спинов налетающего мюона и дейтрона мишени, то измеряемая в эксперименте асимметрия

сечений рассеяния  $A_{||}$  может быть представлена через продольную и поперечную асимметрии рассеяния виртуального фотона на дейтроне  $A_1$  и  $A_2$  как

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = D(A_1 + \eta A_2), \quad (2)$$

где  $\eta$  и  $D$  – кинематические множители. Из измерений предыдущих экспериментов известно, что поперечная асимметрия  $A_2^d$  мала [7]. Так как коэффициент  $\eta$  также мал в кинематической области COMPASS, вторым членом в ур. (2) можно пренебречь, т.е.  $A_1 \simeq A_{||}/D$ . Используя это приближение, для продольной спинозависимой структурной функции  $g_1^d$  можно записать

$$g_1^d = \frac{F_2^d}{2x(1+R)} A_1^d. \quad (3)$$

Здесь  $F_2^d$  – спинонезависимая структурная функция дейтрона.

Далее в этом разделе дается интерпретация структурных функций в рамках наивной кварк-партоновой модели и квантовой хромодинамики. Вводятся спинозависимые комбинации кварковых плотностей  $\Delta q(x)$ . Их первые моменты представляют собой долю данного типа кварков в спине нуклона. С первыми моментами структурных функций нуклонов связаны два важных правила сумм: Бьеркена и Эллиса-Джаффе. Последнее подразумевает неполяризованную странность нуклона. Экспериментальная проверка этого правила стала началом “спинового кризиса”.

Во втором разделе главы приводится краткое описание экспериментов, проводивших измерения спиновых структурных функций нуклона в инклюзивных реакциях лептон-адронного рассеяния. Акцент делается на техническую сторону вопроса, т.е. методику измерений и особенности каждой установки. Рассматриваются только эксперименты, проводившие измерения в кинематической области ГНР. Это эксперименты лаборатории SLAC: E80, E130, E142, E143, E154 и E155; лаборатории CERN: EMC и SMC; эксперимент HERMES лаборатории DESY и эксперимент Hall A лаборатории JLAB. Все они были выполнены на фиксированных мишенях. Особое внимание уделяется механизмам получения поляризации пучка и эффектам, лежащим в основе поляризации мишени. Приводится таблица с диапазоном энергий, кинематической областью и светимостью для каждого эксперимента.

**Во второй главе** представлено общее описание спектрометра COMPASS. Эксперимент проводился на выведенном мюонном канале M2 ускорителя SPS в CERN. Мюоны рождались в процессах распада пионов и каонов, которые, в свою очередь, являлись продуктом взаимодействия пучка протонов с первичной бериллиевой мишенью. Поляризация  $P_B$  пучковых

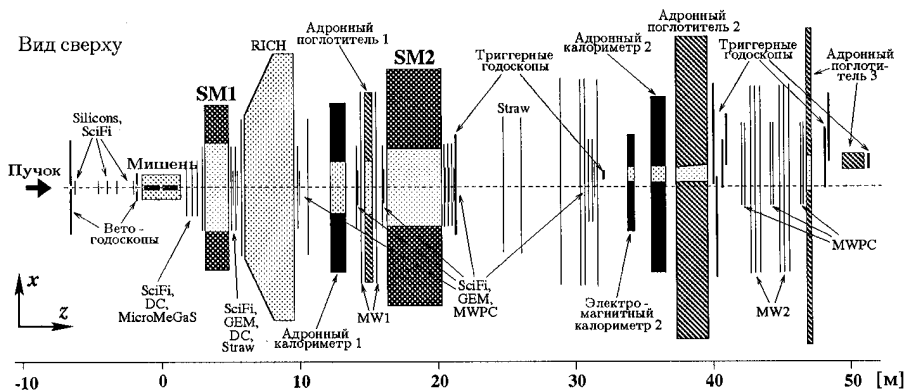


Рис. 1: Схематический вид установки COMPASS в конфигурации 2003 года. Трековые детекторы представлены на рисунке тонкими вертикальными линиями.

мюонов составляла  $-0,76$ . Мишень установлена внутри сверхпроводящего соленоида. Она представляет собой два цилиндра, каждый длиной 60 см и диаметром 3 см. Цилиндры расположены вдоль оси пучка на расстоянии 10 см друг от друга. Материал мишени –  ${}^6\text{LiD}$ . Для получения поляризации ядер использовался метод динамического охлаждения [9]. Средняя поляризация составляла 0,50.

Установка COMPASS (рис. 1) включает в себя два дипольных магнита, SM1 и SM2, расположенных на расстоянии 14 м друг от друга и имеющих интегралы магнитных полей 1 Тм и 4,4 Тм, соответственно. Использование двух диполей продиктовано необходимостью детектировать частицы в широком импульсном и угловом диапазонах. В зависимости от расстояния до мишени и положения по отношению к пучку использовались различные типы координатных детекторов: годоскопы, собранные на основе сцинтилляционных волокон, MICROMEGAS, GEM, многопроволочные пропорциональные камеры и дрейфовые детекторы различных типов [8]. Для регистрации адронов используются два адронных калориметра, которые состоят из собранных в матрицу модулей с сэндвич-структурой железо-сцинтиллятор. Оба калориметра расположены перед мюонными детекторами и защищены от возможного попадания  $e^\pm$  и  $\gamma$ .

Магнит SM1 ранее не использовался. Поэтому за год до начала набора статистики были проведены *измерения магнитного поля*. Для измерений использовалось оборудование, предоставленное группой CERN EP/ES. Ав-



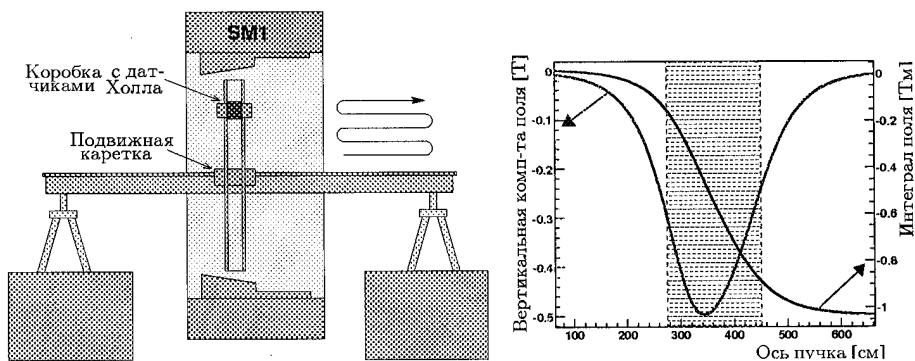


Рис. 2: Слева: схема механического приспособления для прецизионного перемещения датчиков магнитного поля. Справа: измеренная величина вертикальной компоненты и интеграл поля, рассчитанный для частиц, которые проходят вдоль оси магнита.

тор являлся ответственным за эти измерения со стороны COMPASS.

Измерения проводились с помощью магнитометра, в измерительной головке которого располагались датчики Холла. Они крепились на каждой из граней 4-х кубиков (размер  $15 \times 15 \times 15 \text{ мм}^3$ ), т.е. использовались 24 датчика. Расстояние между центрами кубиков составляло 4 см. Показания всех датчиков снимались одновременно и передавались для записи на персональный компьютер (ПК). Измерения датчиков, расположенных на противоположных гранях одного кубика, усреднялись, для получения значения поля в центре кубика. Механическое приспособление для прецизионного перемещения измерительной головки состояло из рельса длиной 5,8 м, по которому с шагом 8 см передвигалась каретка. Каретка также позволяла передвигать головку в вертикальном направлении с шагом 8 см при помощи двух направляющих (рис. 2). Все перемещения совершались автоматически по команде с ПК.

Используя программы и калибровочные данные предыдущих измерений [6], напряжение на пластинках Холла преобразовалось в значение магнитного поля в данной точке. Тут же вводились поправки на относительное положение датчиков и учитывался планарный эффект Холла. Наиболее важной из коррекций являлось выравнивание коробки в абсолютной системе магнита.

Конечным шагом обработки являлась параметризация поля тригонометрическими функциями, которая позволила сгладить статистические флуктуации и ввести поправки на изгиб рельса. Экстраполяция поля за

пределы измеряемой области выполнялась с помощью расчетной карты (программа TOSCA), согласующейся с измерениями на уровне 5%.

Конструкция магнита симметрична относительно плоскости  $x = 0$  см. Расхождения измерений по разные стороны этой плоскости не превышают  $3 \cdot 10^{-3}$  Т. Это значение было принято за точность измерений поля, так как ошибки, связанные с датчиками Холла, находятся на уровне  $10^{-4}$  Т. Величина вертикальной компоненты  $B_y$  и рассчитанный для нее интеграл поля показаны на рис. 2. Результаты измерений были успешно включены в программы моделирования и реконструкции событий COMPASS.

Сигнал на запуск системы считывания установки подается *триггером* при наличии в событии рассеянного мюона в определенном угловом или энергетическом интервале. Для большинства ГНР событий рассеянный мюон идентифицируется по срабатыванию пары годоскопов, включенных в триггер “на совпадение”. Определяя направление мюона в области за SM2, они выделяют трек исходящий из мишени. Принцип работы триггера показан на рис. 3. Для подавления фона, вызванного мюонным гало, перед мишенью была установлена система вето-годоскопов, которые работают “на анти-совпадение” с основным триггером. Помимо данного “инклюзивного” режима работы триггера, который обыкновенно использовался в предыдущих мюонных экспериментах CERN, также применялись “полуинклюзивные” триггера, основанные на отборе событий по потерям энергии мюона в мишени и требовании присутствия сигнала в адронных калориметрах. В случае отсутствия, по крайней мере, одного кластера с энергией, превышающей в три раза типичное энерговыделение мюона, отклик калориметра рассматривался триггером как инициированный мюонами гало и отбрасывался. Начиная с 2003 года в эксперименте применяется “калориметрический” триггер, который не накладывал условий на траекторию рассеянного мюона, а срабатывал на энерговыделение в калориметре, превышающее в 9 раз среднюю потерю энергии мюона. Использование этого триггера позволило существенно повысить верхний предел на кинематическую переменную  $Q^2$  (квадрат переданного нуклону 4-импульса), что заметно увеличило статистику событий ГНР.

Эффективность работы разных групп годоскопов в триггере может быть определена с помощью “калориметрического” триггера. Для этого используются события с восстановленным рассеянным мюоном. Эффективность определяется как отношение числа событий с рассеянным мюоном, в которых сработала определенная пара годоскопов (включенных “на совпадение”), к полному числу событий с рассеянным мюоном, пересекшим эти годоскопы. В качестве примера на рис. 3 показана зависимость эффективности одного из “полуинклюзивных” триггеров (Inner) от кинематической

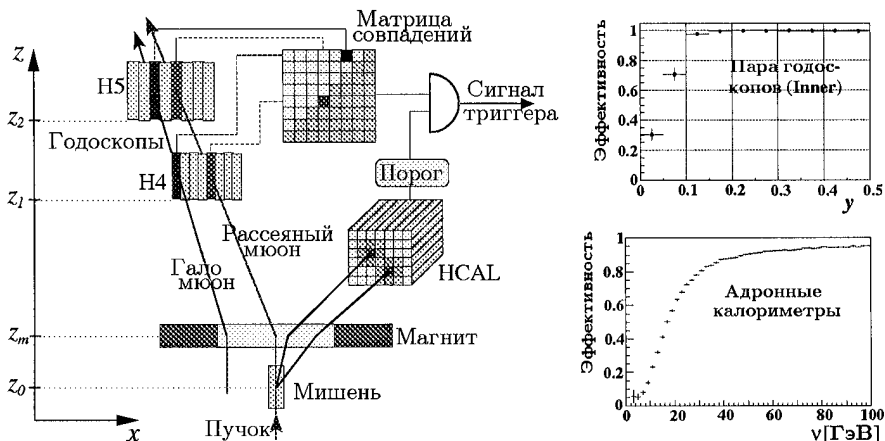


Рис. 3: Слева: схема работы триггера. Справа/сверху: эффективность пары годоскопов одного из “полуинклюзивных” триггеров (Inner) как функция от  $y$ . Справа/снизу: эффективность работы адронных калориметров в триггере как функция от потерь энергии пучкового мюона в мишени.

переменной  $y$  (доля энергии мюона, перешедшая нуклону). В матрицу совпадений данного триггера была заложена кинематическая область  $y \gtrsim 0,1$ , что также отчетливо видно по рисунку. В среднем, по всем группам годоскопов, эффективность колеблется в интервале от 96% до 99%. Аналогичным образом проводится проверка работы адронных калориметров в триггере. Только теперь производится нормировка на “инклюзивные” триггера, т.е. триггера, которые включают в себя только годоскопы. Зависимость эффективности калориметров от  $\nu$  (потерь энергии мюона в мишени) показана на рис. 3. Видно, что для  $\nu > 30$  ГэВ эффективность выше 80%.

**В третьей главе** подробно рассмотрен алгоритм восстановления заряженных треков и алгоритм нахождения вершины первичного взаимодействия. Приводятся результаты расчета пространственной точности реконструированных объектов и оценка эффективности алгоритмов. Также описана процедура отбора событий, которые удовлетворяют условию стабильной работы спектрометра.

В первом разделе главы приводится описание программы трекинга, в задачу которой входит поиск и определение параметров заряженных треков, попавших в апертуру координатных детекторов. Изначально не закладывается никаких предположений о природе появления трека (треки из вершины первичного взаимодействия, треки продуктов распада, треки

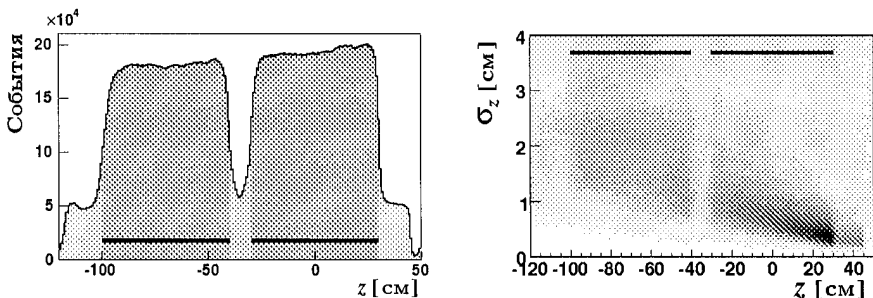


Рис. 4: Слева: распределение положения первичной вершины вдоль оси  $z$ , рассчитанное для ГНР событий. Справа: зависимость пространственного разрешения  $\sigma_z$  от  $z$ .

мюонного галя и т.д.). Сужение класса треков, представляющих интерес с точки зрения физики, происходит на более поздних стадиях анализа. Выделим три основные стадии реконструкции: нахождение прямолинейных частей трека из набора кластеров (сработавшие чувствительные элементы детектора), сшивка сегментов из разных зон в один трек и расчет параметров трека с учетом многократного рассеяния.

Следующий раздел главы посвящен *восстановлению вершины* первичного взаимодействия. Задачей алгоритма является нахождение треков, исходящих из одной точки, определение пространственного положения этой точки и расчет в ней параметров треков. В дальнейшем физический анализ события основывается именно на этих результатах.

Начальный отбор треков для вершины базируется на проверке расстояния (в 3-мерном пространстве) между пучковым мюоном и треком, реконструированным в спектрометре после мишени. Для точного расчета параметров треков в вершине и определения ее положения применяется фильтр/фит Кальмана. Цель процедуры – максимально сблизить траектории треков в точке взаимодействия, при этом минимально изменив значения их начальных параметров.

На рис. 4 представлено распределение положения реконструированной первичной вершины вдоль оси  $z$ , рассчитанное для событий ГНР. Расположение двух ячеек мишени отмечено 2-мя линиями снизу. Тот факт, что распределение не опускается до нуля в промежутке между ячейками, объясняется присутствием охлаждающей смеси  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , в которую помещен рабочий материал мишени.

Величина пространственного разрешения вершины вдоль оси  $z$  показана на рис. 4. Очевидно, что чем ближе вершина к выходному окну солено-

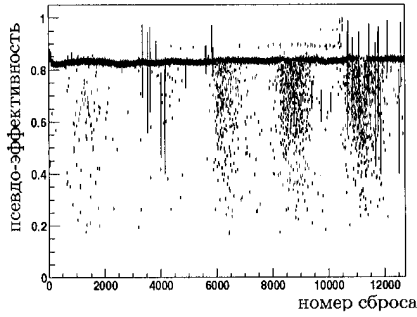


Рис. 5: Пример детекторного сбоя в данных 2003 года. Выпадающие из основного распределения точки соответствуют частичной потере информации от дрейфовой камеры.

ида, тем меньше влияние многократного рассеяния и больше треков в вершине. Как следствие, меньше ошибка. Для самой дальней по пучку точки мишени продольная ( $\sigma_z$ ) и поперечная ( $\sigma_{x,y}$ ) ошибки составляют:  $\sigma_z = 4$  мм и  $\sigma_{x,y} = 0,1$  мм. Для самой ближней точки:  $\sigma_z = 20$  мм и  $\sigma_{x,y} = 0,2$  мм. Отличие почти в два порядка продольного и поперечного разрешения связано с малыми углами разлета частиц в лабораторной системе.

В заключении главы приводятся описание процедуры *проверки качества* набранных данных. В процессе извлечения спиновой асимметрии  $A_1$  важную роль играет условие стабильной работы детекторов спектрометра во время набора статистики: отношение акцептансов<sup>2</sup> двух половинок мишени должно оставаться постоянным. Невыполнение этого условия может являться причиной появления систематических погрешностей  $A_1$ . Источником данного рода проблем может стать изменение положения или состояния детекторов.

В качестве величин, по которым анализировалась стабильность работы спектрометра, использовались: среднее число первичных вершин и треков в событии, полный поток пучковых мюонов и псевдо-эффективность<sup>3</sup> некоторых детекторов. Основные критерии отбора событий заключались в следующем. Если значение мониторируемой величины, рассчитанное для

<sup>2</sup>Здесь под словом акцептанс подразумевается не только угловая апертура, но и эффективность восстановления треков.

<sup>3</sup>Доля полного числа треков, проходящих через чувствительную зону детектора, которые были реконструированы. Приставка “псевдо” появляется по причине того, что детектор не исключается из программы трекинга, как этого бы требовал расчет эффективности.

одного сброса пучка<sup>4</sup>, отстоит от среднего значения на 4 стандартных отклонения или существует систематический сдвиг величины относительно основного распределения, соответствующие события исключались из физического анализа (рис. 5).

Важное значение в мониторинге стабильности данных имеет псевдо-эффективность детекторов. Характерное ее распределение для детектора, имевшего технические проблемы в 2003 году, показано на рис. 5. Выпадающие из основного распределения точки соответствуют частичной потере детекторной информации. Логично было бы отбросить их, однако это приводит к существенным потерям статистики. Поэтому зачастую более оптимальным решением является полное исключение детектора из программы трекинга на всем промежутке времени, где его работа вызывает вопросы.

В результате отбора количество событий в данных 2002 года уменьшилось на 10%, а данных 2003 года на 15%.

**В четвертая глава** посвящена физическому анализу экспериментальных данных. В ней излагается метод извлечения спиновой асимметрии. Подробно рассматривается отбор ГНР событий и их разбиение по группам. В заключении главы приводятся результаты и описание расчета систематической ошибки  $A_1^d$  и  $g_1^d$ .

Число событий  $N_i$ , зарегистрированных в ячейке мишени  $i$  за определенный промежуток времени, связано со спинонезависимым сечением  $\bar{\sigma}$  и асимметрией  $A_1^d$  как

$$N_i = a_i \phi_i n_i \bar{\sigma} (1 + P_B P_T f D A_1^d), \quad (4)$$

где  $P_B$  и  $P_T$  – поляризация пучка и мишени,  $a_i$  – акцептанс мишени,  $\phi_i$  – поток первичных мюонов,  $n_i$  – число ядер на единицу площади мишени,  $D$  – деполяризационный множитель (ур. 2) и  $f$  – коэффициент дилуции мишени. Последний задается отношением сечения рассеяния мюона на дейтроне к сечению рассеяния мюона на всех ядрах мишени. В коэффициент дилуции также включены поправки на связанное состояние дейтрона в ядре  ${}^6\text{Li}$  ( ${}^6\text{Li}$  может быть представлен как дейтрон +  $\alpha$  частица) и радиационные поправки, которые определяют долю сечения однофотонного обмена в полном сечении [10].

Во время набора статистики направление спинов ядер двух ячеек мишени изменяется на обратное каждые 8 часов. В расчете  $A_1^d$  используются данные, набранные до и после поворота спина. Составив отношение  $(N_{u,1} N_{d,2}) / (N_{d,1} N_{u,2})$  для четырех уравнений (4), где индексы  $u$  и  $d$  соответствуют двум ячейкам мишени, а 1 и 2 – двум ориентациям спина,

<sup>4</sup> Длительность сброса составляет 4 сек, цикл ускорения – 16 сек, интенсивность –  $2 \cdot 10^8$   $\mu$ /сброс.

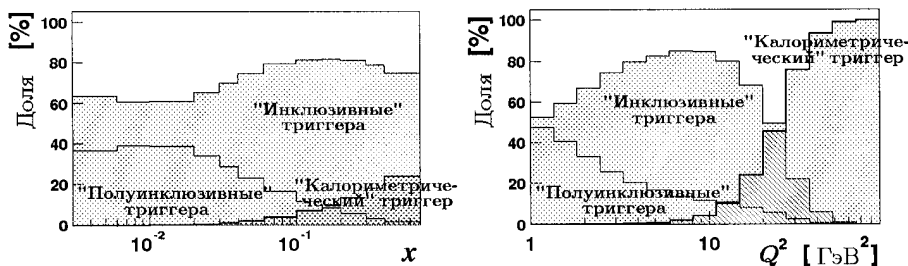


Рис. 6: Доля “инклюзивных”, “полуинклюзивных” и “калориметрического” триггеров как функция от  $x$  (слева) и  $Q^2$  (справа) в конечной выборке данных. События заносятся в гистограммы с тем же весом, с которым они входят в расчет асимметрии (ур. 5).

получим уравнение второго порядка с неизвестной  $A_1^d$ . В этом уравнении, при условии неизменности отношения акцептансов двух ячеек до и после поворота спина, потоки и акцептансы сокращаются. Для уменьшения статистической ошибки каждому событию был приписан весовой множитель:

$$w = P_V f D. \quad (5)$$

Кинематическая область задается условиями на виртуальность фотона ( $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ ) и на долю энергии первичного мюона, перешедшую виртуальному фотону ( $0, 1 < y < 0, 9$ ). Также требуется, чтобы импульс первичного мюона был ограничен интервалом  $140 < p_{\mu} < 180 \text{ ГэВ}$ . Для выравнивания потоков мюонов, проходящих через мишень, требовалось, чтобы траектории мюонов полностью пересекали обе ее половинки. Также проводится проверка того, что рассеянный мюон восстановлен в годоскопе, инициировавшем срабатывание триггера. Конечная выборка включает в себя  $34 \cdot 10^6$  событий, 71% которых составляют данные, набранные в 2003 году.

“Калориметрический” и “полуинклюзивные” триггера образуют выборку событий, которую в дальнейшем будем называть “адронной”. Анализ этих событий проводился параллельно анализу “инклюзивных” событий (“инклюзивные” триггера), так как радиационные поправки для них отличаются. В случае “адронных” событий необходимым условием является присутствие реконструированного адронного трека в вершине взаимодействия. Зависимость относительной доли триггеров от  $x$  и  $Q^2$  показана на рис. 6.

Результаты расчетов асимметрий для выборок “инклюзивных” и “адронных” событий хорошо согласуются в пределах статистических ошибок

$x$ -интервал	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [ГэВ <sup>2</sup> ]	$A_1^d \pm \delta A_1^{stat} \pm \delta A_1^{syst}$	$g_1^d \pm \delta g_1^{stat} \pm \delta g_1^{syst}$
0,004–0,006	0,0051	1,18	$0,009 \pm 0,009 \pm 0,004$	$0,190 \pm 0,195 \pm 0,090$
0,006–0,010	0,0079	1,53	$-0,013 \pm 0,006 \pm 0,003$	$-0,203 \pm 0,096 \pm 0,047$
0,010–0,020	0,0141	2,28	$0,000 \pm 0,006 \pm 0,003$	$-0,001 \pm 0,056 \pm 0,025$
0,020–0,030	0,0243	3,38	$0,003 \pm 0,009 \pm 0,004$	$0,018 \pm 0,059 \pm 0,027$
0,030–0,040	0,0345	4,53	$0,008 \pm 0,013 \pm 0,006$	$0,039 \pm 0,060 \pm 0,028$
0,040–0,060	0,0486	6,08	$0,003 \pm 0,013 \pm 0,006$	$0,010 \pm 0,044 \pm 0,020$
0,060–0,100	0,0762	8,74	$0,069 \pm 0,015 \pm 0,010$	$0,149 \pm 0,033 \pm 0,020$
0,100–0,150	0,120	12,9	$0,080 \pm 0,024 \pm 0,013$	$0,103 \pm 0,031 \pm 0,017$
0,150–0,200	0,171	17,5	$0,116 \pm 0,038 \pm 0,021$	$0,096 \pm 0,031 \pm 0,017$
0,200–0,300	0,239	23,9	$0,217 \pm 0,045 \pm 0,029$	$0,110 \pm 0,023 \pm 0,014$
0,300–0,400	0,340	34,0	$0,294 \pm 0,086 \pm 0,048$	$0,074 \pm 0,022 \pm 0,012$
0,400–0,700	0,474	47,5	$0,542 \pm 0,139 \pm 0,083$	$0,050 \pm 0,013 \pm 0,007$

Таблица 1: Значения асимметрии  $A_1^d$ , структурной функции  $g_1^d$ , их статистические и систематические ошибки, а также средние значения  $x$  и  $Q^2$ , рассчитанные для каждого из 12-ти бинов по  $x$ .

и не имеют заметных систематических смещений относительно друг друга во всем  $x$ -диапазоне. Другим свидетельством отсутствия существенных систематических эффектов может служить исследование, выполненное с помощью программы моделирования установки COMPASS [14].

Суммируя значения  $A_1^d$ , рассчитанные для “инклюзивных” и “адронных” выборок, методом взвешенного среднего, получаем конечный результат (таб. 1). Зависимость  $A_1^d$  от  $x$  показана на рис. 7, где для сравнения представлены измерения предыдущих экспериментов. Результаты COMPASS находятся в согласии с этими измерениями во всем  $x$ -диапазоне, а для четырех точек в области  $x < 0,03$  новые данные улучшают статистическую точность примерно в 2,5 раза.

Вклад в систематическую ошибку  $A_1^d$ , связанный с неточностями в определении  $P_B$  и  $P_T$ , составляет 6.5% от величины асимметрии. Ошибка коэффициента диллюции  $f$ , которая появляется в результате неопределенностей, связанных с наличием примесей в составе мишени, вносит относительную ошибку примерно 6% во всем  $x$ -диапазоне. Неточности параметризации  $R$  переносятся на деполаризационный фактор  $D$  (ур. 2) и дают вклад в систематику 4–5%. В ур. 2 мы пренебрегаем поперечной асимметрией  $A_2^d$ . Максимально возможная ошибка, связанная с этим допущением составляет  $\leq 0,005$ . Ошибки, связанные с радиационными поправками, оценивались варьированием параметризации  $A_1^d(x)$  в пределах статистической ошибки текущих измерений. Порядок величины данного эффекта  $10^{-4} - 10^{-3}$ .



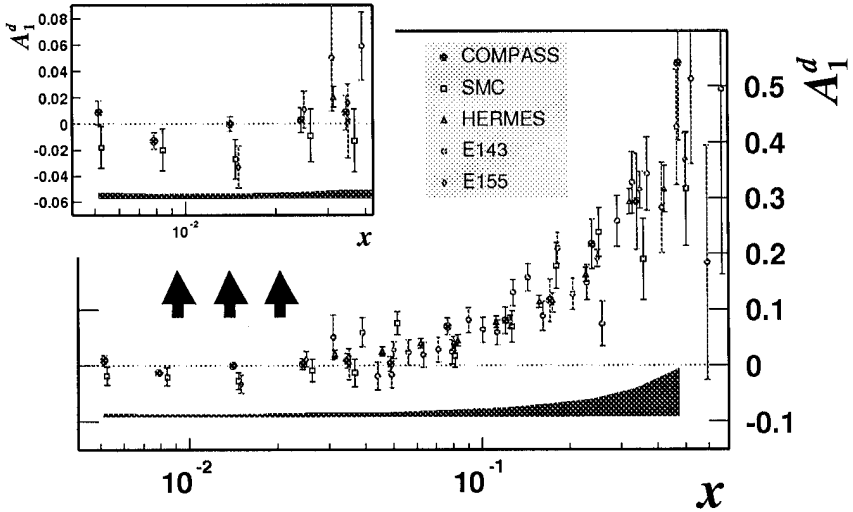


Рис. 7: Асимметрия  $A_1^d(x)$ , измеренная в COMPASS. Для сравнения представлены результаты предыдущих экспериментов: SMC[13], HERMES[17], E143[15] и E155[16]. Экспериментальные точки показаны с их статистическими ошибками. Затемненная площадь внизу представляет систематическую ошибку измерений COMPASS.

Размытие значений асимметрии в силу перетекания событий между соседними  $x$ -бинами, причинами которого являются конечное разрешение спектрометра и радиационные эффекты, изучалось с помощью программы моделирования событий установки. Было показано, что искажение  $A_1^d$ , связанное с этим эффектом, пренебрежимо мало.

Используя статистические методы, была проведена оценка систематической ошибки  $\delta A_{false}$ , вызванной время-зависимыми эффектами. Было показано, что в пределах 2-х стандартных отклонений

$$\delta A_{false} < 0,5 \cdot \delta A_1^{stat} \quad (6)$$

Значения  $g_1^d(x, Q^2)$ , приведенные в последней колонке таблицы 1, были получены из ур. (3) с использованием параметризации  $F_2^d$  из [13] и параметризации  $R$  из [11, 12]. Систематическая ошибка  $g_1^d$  содержит дополнительный вклад, связанный с ошибками параметризации  $F_2^d$ . Отметим, что влияние погрешности параметризации  $R$  уменьшается из-за  $R$ -зависимости

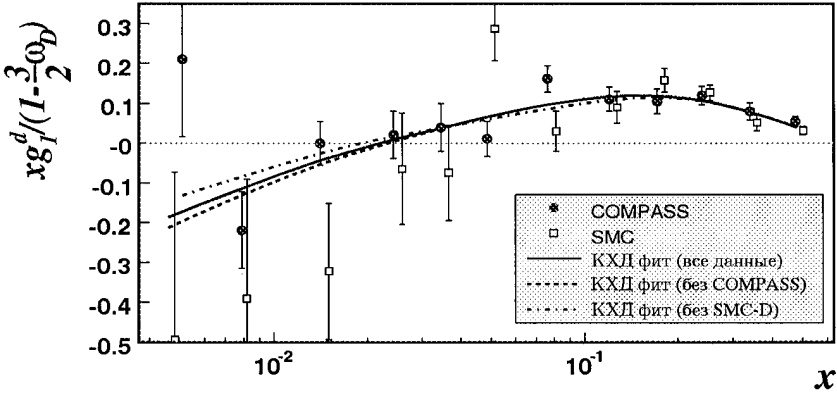


Рис. 8: Значения  $g_1^d(x)$ , полученные в экспериментах COMPASS и SMC. Кривые являются результатом фитирования при значениях  $Q^2$ , соответствующих данным COMPASS. Точки SMC приведены к значениям  $Q^2$  COMPASS. Введена поправка на D-состояние волновой функции дейтрона  $\omega_D = 0,05$ .

деполяризационного фактора в ур. (2) и выражения  $(1 + R)$  в знаменателе ур. (3). Зависимость  $g_1^d$  от  $x$  показана на рис. 8. Для сравнения на рисунке также показаны результаты SMC [13], которые занимают примерно ту же кинематическую область и приведены к тем же значениям  $Q^2$ . В области малых  $x$  преимущество COMPASS очевидно: интегрируя  $g_1^d(x)$  вдоль интервала  $0,004 < x < 0,03$ , мы получаем  $(-0,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$  и  $(-5,3 \pm 2,3) \cdot 10^{-3}$  для данных COMPASS и SMC, соответственно. Для  $x < 0,03$  новые измерения  $g_1^d$  не имеют тенденции к отрицательным величинам и вполне сопоставимы с нулем.

Объединенные с прецизионными данными экспериментов SLAC и HERMES в интервале больших  $x$ , новые измерения COMPASS заметно улучшают точность экстраполяции  $g_1^d$  в область  $x = 0$ . Хотя, сами по себе, они не позволяют получить более точное значение первого момента  $\Gamma_1^d$  по причине относительно низкой статистической точности при больших  $x$ .

**В пятой главе** приводится КХД анализ полученных данных. Целью анализа является поиск образующих спин нуклона поляризованных распределений кварков и глюонов. Для этого использовались все имеющиеся на сегодняшний день данные по спинозависимой структурной функции  $g_1(x, Q^2)$ . КХД анализ позволяет дать количественную оценку значимости

данных COMPASS.

Результаты были получены в схеме  $\overline{MS}$  с помощью программы КХД фита, которая ранее использовалась в эксперименте SMC [18, 19]. КХД расчеты выполняются численным интегрированием в пространстве  $(x, Q^2)$ . Для параметризации партонных распределений используется следующая функциональная форма ( $x$ -зависимость при фиксированном  $Q^2$ ):

$$\Delta f(x) = \eta_f \frac{x^{\alpha_f} (1-x)^{\beta_f} (1+\gamma_f x)}{\int_0^1 x^\alpha (1-x)^\beta (1+\gamma x) dx}. \quad (7)$$

Параметр  $\alpha$  отвечает за форму функции при  $x \rightarrow 0$ , а  $\beta$  задает характер функции при  $x \rightarrow 1$ . Множитель, содержащий  $\gamma$ , позволяет  $\Delta f(x)$  менять знак. В силу нормировки  $\eta$  равен интегралу функции и является целью нашего анализа, так как соответствует вкладам кварков и глюонов в спин нуклона.

Согласно группе  $SU(3)$ , которая описывает симметрию ароматов трех легких кварков  $u$ ,  $d$  и  $s$ , кварковые плотности группируются в синглетную  $\Delta\Sigma(x, Q^2)$  и не синглетные  $\Delta q_{3,8}(x, Q^2)$  комбинации:

$$\begin{aligned} \Delta\Sigma(x, Q^2) &= [\Delta u + \Delta\bar{u}](x, Q^2) + [\Delta d + \Delta\bar{d}](x, Q^2) + [\Delta s + \Delta\bar{s}](x, Q^2) \\ \Delta q_3(x, Q^2) &= [\Delta u + \Delta\bar{u}](x, Q^2) - [\Delta d + \Delta\bar{d}](x, Q^2) \\ \Delta q_8(x, Q^2) &= [\Delta u + \Delta\bar{u}](x, Q^2) + [\Delta d + \Delta\bar{d}](x, Q^2) - 2[\Delta s + \Delta\bar{s}](x, Q^2) \end{aligned} \quad (8)$$

Именно такое представление наиболее удобно, так как в уравнениях эволюции Альтарелли–Паризи не происходит смешивания несинглетных комбинаций с функцией глюонного распределения. Таким образом, программа КХД фита получает на вход начальные значения параметров четырех партонных распределений

$$\Delta f(x) = \Delta\Sigma(x), \Delta q_3(x), \Delta q_8(x), \Delta G(x) \quad (9)$$

при каком-то фиксированном  $Q_0^2$ , после чего, используя уравнения эволюции, производит экстраполяцию  $\Delta f(x, Q_0^2)$  в  $Q^2$  экспериментальных точек. По ходу процедуры начальные параметры меняются с целью минимизации  $\chi^2$ . В анализ были включены данные 9-ти экспериментов: E142, E143, E154 и E155 (SLAC); EMC, SMC и COMPASS (CERN); HERMES (DESY); Hall A (JLAB). Всего 199 точки. В работе [18] было показано, что часть параметров четырех фитируемых функций (9) можно опустить, либо зафиксировать. Число свободных параметров было равно 10.

Результаты фита для структурных функций, рассчитанные при  $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ , показаны на рис. 9. Видно, что расчетные кривые хорошо описы-

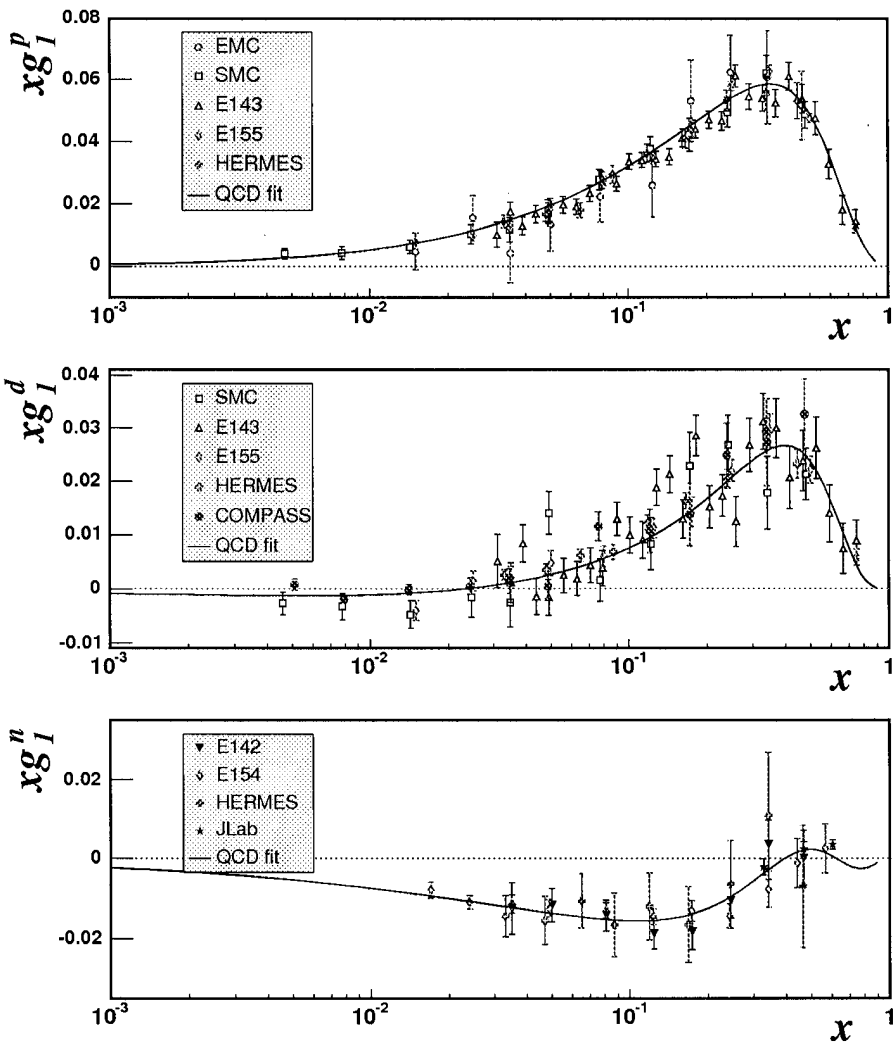


Рис. 9: Все имеющиеся на сегодняшний день данные по  $g_1^{p,d,n}(x, Q^2)$ , полученные для области ГНР  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ . Экспериментальные точки приведены к  $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ . Показаны только их статистические ошибки. Линия на графиках представляет результаты КХД анализа для  $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ .

вают экспериментальные данные. Первые моменты партонных распределений представляют собой вклады партонов в спин нуклона. При  $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$  было получено:

$$\Delta\Sigma = 0,25 \pm 0,02 \qquad \Delta G = 0,43 \pm 0,11. \qquad (10)$$

Систематическая ошибка фита, связанная с особенностями алгоритма, в диссертации не исследовалась. Тот факт, что относительная ошибка определения  $\Delta\Sigma$  равна лишь 0,02, в то время как для  $\Delta G$  в она в 5,5 раз больше, не удивителен. Первые моменты структурных функций прямо пропорциональны  $\Delta\Sigma$ :

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p(Q^2) &\stackrel{NLO}{=} \frac{1}{9} C_1^S(Q^2) \Delta\Sigma(Q^2) + \frac{1}{18} C_1^{NS}(Q^2) [3F + D] \\ \Gamma_1^n(Q^2) &= \frac{1}{9} C_1^S(Q^2) \Delta\Sigma(Q^2) - \frac{1}{9} C_1^{NS}(Q^2) D \\ \frac{1}{1 - 3/2\omega_D} \Gamma_1^d(Q^2) &= \frac{1}{9} C_1^S(Q^2) \Delta\Sigma(Q^2) + \frac{1}{36} C_1^{NS}(Q^2) [3F - D] \end{aligned} \qquad (11)$$

где  $F$  и  $D$  – константы гиперонных распадов [20]. С учетом того, что по  $Q^2$  изменение структурных функций слабое (логарифмическое), для нахождения  $\Delta\Sigma$  важную роль играет диапазон измерений по  $x$ . Таким образом, большая статистика в интервале от 0,003 до 0,8 хорошо фиксирует параметры синглетного распределения и его интеграл. С поляризацией глюонов ситуация сложнее, так как прямые измерения  $\Delta G$  в фите не использовались<sup>5</sup>, а в  $g_1(x, Q^2)$  глюонное распределение входит только в виде произведения с  $\alpha_s$ , как следствие слабая чувствительность к данным по  $g_1$ . Для  $\Delta G$  важен диапазон измерений по  $Q^2$ , который все же достаточно ограниченный  $Q^2 \in [1, 60] \text{ ГэВ}^2$ .

Используя результаты фита (10), а также значения гиперонных констант, мы можем определить вклад странных кварков в спин нуклона:

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{1}{3}(\Delta\Sigma - \Delta q_8) = -0,11 \pm 0,01. \qquad (12)$$

Таким образом, странное море в нуклоне поляризовано в противоположную сторону к спине нуклона. Аналогичным образом можно найти вклады кварков  $u$  и  $d$ :

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = 0,82 \pm 0,01 \qquad \Delta d + \Delta \bar{d} = -0,45 \pm 0,01. \qquad (13)$$

---

<sup>5</sup> $\Delta G$  может быть измерена в процессах фотон-глюонного синтеза, в которых рождается пара адронов с большим поперечным импульсом. Однако существующие на сегодняшний день измерения экспериментов SMC, HERMES и COMPASS имеют слишком большие неопределенности и использовать их в КХД анализе нет смысла.

Кинематическая область, где описанные в диссертации измерения  $A_1^d$  и  $g_1^d$  могут представлять практический интерес соответствует малым  $x$ . Здесь альтернативой данным COMPASS могут выступить только измерения SMC. Для того, чтобы количественно оценить значимость данных COMPASS, проведем КХД фит при трех различных условиях: включены все мировые данные, мировые данные без измерений COMPASS и мировые данные без измерений SMC на дейтронной мишени. Полученные в результате кривые  $g_1^d(x, Q^2)$ , рассчитанные для значений  $Q^2$  COMPASS, показаны на рис. 8. Как и следовало ожидать, основное различие между кривыми наблюдается в области малых  $x$ . При  $x = 0,02$  все кривые меняют знак и при  $x \rightarrow 0$  уходят в  $-\infty$ . Причем данные COMPASS отодвигают кривые ближе к нулевым значениям, таким образом увеличивая значение  $\Delta\Sigma$ . Соответствие измерений COMPASS кривым  $g_1^d(x, Q^2)$ , в отличие от измерений SMC, заметно лучше.

Значения  $\Delta\Sigma$ , полученные в результате фита для  $Q^2=1\text{ГэВ}^2$ , представлены в таб. 2. При использовании в фите данных COMPASS точность определения  $\Delta\Sigma$  увеличивается на 26%. Для сравнения в таблице также приводятся результаты КХД анализа групп AAC [3] и LSS [4]. Хорошее соответствие значений  $\Delta\Sigma$  разных анализов можно считать независимой проверкой результатов данной работы.

	Анализ этой работы		Альтер-ные работы	
	без данных COMPASS	с данными COMPASS	AAC 06	LSS 06
$\Delta\Sigma(Q^2=1\text{ГэВ}^2)$	$0,25 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,04$

Таблица 2: Вклад кварков  $\Delta\Sigma$  в спин нуклона. Помимо значений, полученных в данной работе, приведены результаты анализа групп AAC 06 [3] и LSS 06 [4], которые включают в себя данные COMPASS. Во всех случаях анализ проводился в  $\overline{MS}$  схеме.

**Приложение А** посвящено кинематике рассеяния заряженного лептона на ядрах со спином  $\frac{1}{2}$  и 1. Приводятся формулы для адронного тензора ядра со спином 1. Также представлены парциальные сечения рассеяния на мишенях со спином  $\frac{1}{2}$  и 1. Выводятся выражения для структурной функции  $R(x, Q^2)$ . **Приложение В** содержит таблицы с положением и размерами координатных детекторов эксперимента.

# Заключение

## Основные результаты и выводы

1. По данным, набранным экспериментом в 2002 и 2003 годах, рассчитана спиновая асимметрия дейтрона  $A_1^d$  и его спинозависимая структурная функция  $g_1^d$  в кинематической области  $Q^2 \in [1; 100]$  ГэВ<sup>2</sup> и  $x \in [0, 004; 0, 7]$ .
  - (а) По сравнению с предыдущими экспериментами точность измерений  $g_1^d$  для области  $x < 0, 03$  улучшилась в 2-3 раза, что повысило точность экстраполяции  $g_1^d$  в область  $x = 0$ .
  - (б) Обнаружено, что для  $x < 0, 03$  новые измерения  $g_1^d$  вполне сопоставимы с нулем и не имеют тенденции к отрицательным величинам, как следовало из результатов эксперимента SMC.
2. Используя в КХД анализе все имеющиеся на сегодняшний день данные по  $g_1^{p,n,d}(x, Q^2)$ , рассчитаны спинозависимые распределения кварков и глюонов. Определен суммарный вклад кварков в спин нуклона:  $\Delta\Sigma = 0, 25 \pm 0, 02$  при  $Q^2 = 3$  ГэВ<sup>2</sup>. Измерения COMPASS улучшили статистическую точность определения  $\Delta\Sigma$  на 26%.
3. Проведена методическая работа, результаты которой включены в процедуру стандартного анализа данных необходимого для расчета  $A_1^d$  и  $g_1^d$ . Она включает в себя:
  - (а) Измерение магнитного поля дипольного магнита SM1 спектрометра COMPASS.
  - (б) Разработка и реализация программного пакета реконструкции вершин, в задачу которого входит восстановление параметров вершины первичного взаимодействия и поиск вершин распада долгоживущих нейтральных частиц.
  - (с) Разработка и реализация программы отбора событий, которые удовлетворяют критериям стабильной работы спектрометра.
  - (д) Разработка и реализация алгоритма идентификации рассеянного мюона. Калибровка триггерных годоскопов и анализ эффективности работы триггера.

**Результаты диссертации  
опубликованы в следующих работах:**

1. (COMPASS collaboration) E.S.Ageev, ... A.Korzenev, ... *"Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region"*, Phys. Lett. B **612** (2005) 154-164.
2. A.Korzenev, for the COMPASS collaboration, *"Inclusive and semi-inclusive asymmetries at COMPASS"*, Proceedings for the XVII International Baldin Seminar on "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", vol.2, p.255.
3. A.Korzenev, for the COMPASS collaboration, *"Spin structure function of deuteron  $g_1^d$  from COMPASS"*, Proceedings for the QNP 06 conference, Eur. Phys. J. A **31** (2007) 606-609.
4. K.Kurek, A.Korzenev, K.Kowalik, A.Mielech, E.Rondio and R.Windmolders, *"An algorithm for track reconstruction in the large angle spectrometer of the COMPASS experiment"*, Nucl. Instrum. and Meth. A **485** (2002) 720-738.
5. C.Bernet, A.Bravar, J.Hannappel, D.von Harrach, R.Hermann, E.Kabuss, F.Klein, A.Korzenev, M.Leberig, M.Ostrick, J.Pretz, R.Windmolders and J.Zhao, *"The COMPASS trigger system for muon scattering"*, Nucl. Instrum. and Meth. A **550** (2005) 217-240.
6. В.Ю.Алексахиц, Я.Бедфер, С.Г.Герасимов, А.Ю.Корзенёв, *"Геометрическая реконструкция событий в эксперименте COMPASS"*, Письма в ЭЧАЯ. 2007. Том. 4, N 4(140). С. 588-607.

## Список литературы

- [1] S.D. Bass, Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 1257.
- [2] (EMC) J.Ashman *et al.*, Phys. Lett. B **206** (1988) 364; Nucl. Phys. B **328** (1989) 1.
- [3] (AAC) M.Hirai, S.Kumano and N.Saito, Phys. Rev. D **74** (2006) 014015.
- [4] E.Leader, A.V.Sidorov and D.B.Stamenov, Phys. Rev. D **73** (2006) 034023.
- [5] The Durham HEP Databases: <http://www-spires.dur.ac.uk/hepdata/>



- [6] C.Blyth *et al.*, NA49 Magnet Mapping Measurement Program, Internal Report (1995).
- [7] P.L. Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **553** (2003) 18.
- [8] (COMPASS) P.Abbon *et al.*, hep-ex/0703049.
- [9] J. Ball *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **498** (2003) 101.
- [10] D. Bardin and N. Shumeiko, Sov. J. Nucl. Phys. **29** (1979) 499.
- [11] (NMC) M. Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. B **483** (1997) 3.
- [12] K. Abe *et al.*, Phys. Lett. B **452** (1999) 194.
- [13] (SMC) B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 112001.
- [14] (COMPASS) E.S. Ageev *et al.*, Phys. Lett. B **647** (2007) 330.
- [15] (E143) K.Abe *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 112003.
- [16] (E155) P.L.Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **463** (1999) 339.
- [17] (HERMES) A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. D **71** (2005) 012003.
- [18] (SMC) B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 112002.
- [19] D.Fasching, hep-ph/9610261.
- [20] F.E. Close and R.G. Roberts, Phys. Lett. B **316** (1993) 165.

Получено 14 июня 2007 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования  
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 18.06.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 1,62. Уч.-изд. л. 1,76. Тираж 100 экз. Заказ № 55806.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)