

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2010-XX

На правах рукописи  
УДК 539.125:539.12-1+539.172.6

ЗЕМЛЯНИЧКИНА  
Елена Викторовна

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДА СТРАННЫХ КВАРКОВ В  
СПИН НУКЛОНА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА  
COMPASS (CERN)

Специальность: 01.04.16 — физика ядра и элементарных  
частиц

Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2010

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, Дубна.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук    Корзенёв  
Александр Юрьевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук    Кривохижин  
Василий Геннадиевич

кандидат физико-математических наук    Поляков  
Максим Владимирович

Ведущая организация:                    Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Российской академии наук

Защита диссертации состоится “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2010 г. на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 при Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М.Балдина в Объединённом институте ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

Автореферат разослан “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2010 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого института ядерных исследований.

Учёный секретарь диссертационного  
совета, кандидат физико-математи-  
ческих наук

Арефьев  
Валентин Александрович

## Общая характеристика работы

**Актуальность исследования.** На протяжении последних десятилетий исследования в области спиновой структуры нуклона остаются важным направлением физики частиц. С точки зрения кварк-партонной модели (КПМ) и закона сохранения момента количества движения полный спин нуклона должен быть составлен из возможных вкладов спинов кварков ( $\Delta\Sigma$ ) и глюонов ( $\Delta G$ ) и их орбитальных моментов ( $L_q$  и  $L_g$ ):

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g . \quad (1)$$

Экспериментально установлено, что суммарный вклад спинов всех кварков ( $\Delta\Sigma = 0.30 \pm 0.01$  (стат.)  $\pm 0.02$  (сист.) [1]), включая существенный вклад спинов странных кварков, составляет не более трети от спина нуклона.

Процессы инклюзивного ГНР<sup>1</sup>  $l + N \rightarrow l' + X$  сыграли и играют до сих пор ключевую роль в развитии наших знаний о структуре адронов. Вклад спинов странных кварков ( $\Delta s + \Delta \bar{s}$ ), можно извлечь из измерений первого момента спинозависимой структурной функции нуклона  $g_1(x, Q^2)$ . Для этого используется правило сумм Эллиса-Джаффе [2], основанное на точной симметрии лёгких кварков ( $u$ ,  $d$  и  $s$ ). Зависимость от бёркеновской скейлинговой переменной  $x$  определяется в анализе всех существующих данных по  $g_1(x, Q^2)$ , проведённого в рамках теории квантовой хромодинамики (КХД анализ). В подавляющем большинстве фитов  $g_1(x, Q^2)$  вклад странности отрицательный во всем интервале по  $x$  с основным вкладом в области  $x \approx 0.1 - 0.3$  [3–7].

Впервые полный момент распределения степени поляризации странных кварков  $\int_0^1 (\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)) dx$  был оценен коллаборацией EMC в конце 80-х [8] с использованием правила сумм Эллиса-Джаффе [2], основанного на точной симметрии лёгких кварков ( $u$ ,  $d$  и  $s$ ):  $\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.19 \pm 0.03$  (стат.)  $\pm 0.05$  (сист.). В моделях конституэнтных кварков<sup>2</sup> вклад странности полагался равным нулю или считался пренебрежимо малым. Результат EMC был подтвержден с улучшенной точностью анализом данных экспериментов SMC [9], HERMES [10] (DESY, Германия):

$$(\Delta s + \Delta \bar{s}) = -0.085 \pm 0.008 (\text{эксп.}) \pm 0.016 (\text{теор.} + \text{эвол.}) \quad (2)$$

и COMPASS [1] (CERN, Швейцария):

$$(\Delta s + \Delta \bar{s}) = -0.08 \pm 0.01 (\text{стат.}) \pm 0.02 (\text{сист.}) . \quad (3)$$

---

<sup>1</sup>Далее будет использоваться это сокращение для обозначения глубоко-неупругого рассеяния лептона на нуклоне.

<sup>2</sup>В модели принимается, что почти вся масса адрона сосредоточена в кварках.

Таким образом, вклад странных кварков в спин нуклона является ненулевым и отрицательным.

Так как кварки и антикварки одного аромата имеют одинаковый по абсолютной величине заряд, исследования инклюзивных процессов не могут помочь в решении одной из основных задач – определении вкладов спинов валентных<sup>3</sup> ( $\Delta q_v$ ) и морских ( $\Delta \bar{q}$ ) кварков в спин нуклона по отдельности. На сегодняшний день основным процессом, который способен помочь решить эту задачу является процесс полуинклюзивного ГНР (ПИГНР)  $l + N \rightarrow l' + h + X$ , где в конечном состоянии кроме рассеянного лептона регистрируется также один из адронов. В таких процессах информацию об аромате взаимодействующего кварка можно получить выбирая тип регистрируемого адрона. Образование адронов в процессе ПИГНР может быть представлено с помощью функций фрагментации (ФФ) [11]. Выражение для структурной функции содержит разные коэффициенты при  $\Delta q_v = \Delta q - \Delta \bar{q}$  и  $\Delta \bar{q}$ , что позволяет разделить вклады валентных и морских кварков и, таким образом, полностью решить задачу разделения кварковых распределений по ароматам.

Впервые измерения полуинклюзивного ГНР проводились коллаборациями EMC [8] и SMC [12]. Следующими экспериментами были HERMES [13] и COMPASS [1]. В настоящее время данные полуинклюзивного ГНР с рождением  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$  и  $K^-$  являются определяющими в анализе инклюзивных и полуинклюзивных данных. Так, например, согласно работе [14] точность определения  $\Delta s$  фактически полностью обусловлена точностью в измерении каонных асимметрий.

И, наконец, хочется отметить, что определение величины  $\Delta s$  является интересной задачей не только для исследования спиновой структуры нуклона. Как было отмечено в [15], точное извлечение  $\Delta s$  значительно уменьшит неопределённость в предсказаниях спинозависимого сечения упруго рассеяния частиц суперсимметричной тёмной материи на протонах и нейтронах.

**Целью диссертационной работы** является определение вклада спинов странных кварков в спин нуклона, из расчетов асимметрии  $A_1^d$  в процессах инклюзивного ГНР ( $\mu^+ + d \rightarrow \mu^{+'} + X$ ) и асимметрий полуинклюзивного рождения адронов ( $\mu^+ + d \rightarrow \mu^{+'} + h + X$ ),  $A_{1d}^h$ , где  $h$  – адроны  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$  и  $K^-$ , в ГНР мюонов на продольно-поляризованной дейтериевой мишени.

#### **Научная новизна.**

1. Получены наиболее точные результаты спиновой асимметрии дейтро-

---

<sup>3</sup>Валентными называют кварки, которые определяют основные физические свойства частиц.

на  $A_1^d$  и его структурной функции  $g_1^d$  в процессах ГНР в кинематической области  $0.004 < x < 0.7$  при  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

2. Впервые получены значения полуинклюзивных спиновых асимметрий для заряженных пионов,  $A_{1d}^{\pi^+}$  и  $A_{1d}^{\pi^-}$ , и каонов,  $A_{1d}^{K^+}$  и  $A_{1d}^{K^-}$ , на дейтроне в кинематической области  $x < 0.03$ .

**Практическая ценность работы.** Результаты расчетов спиновых асимметрий  $A_{1d}$ ,  $A_{1d}^{\pi^+}$ ,  $A_{1d}^{\pi^-}$ ,  $A_{1d}^{K^+}$ ,  $A_{1d}^{K^-}$ , спинозависимой структурной функции дейтрона  $g_1^d$ , а также вкладов спинов странных кварков  $\Delta s$  в спин нуклона в кинематической области измерения  $0.004 < x < 0.7$  могут быть использованы в анализах текущих и будущих экспериментов. Распределения поляризованных кварков являются универсальными объектами, так как не зависят от процесса, в котором исследуются. С их помощью можно связать структурные функции и сечения различных реакций с участием нуклонов. Очевидной областью применения полученных результатов являются программы моделирования физических процессов. Значения  $A_{1d}$  и  $g_1^d$  в виде таблиц внесены в мировую базу данных [16].

**Автор защищает:**

1. Извлечение спиновых асимметрий  $A_1^d$ ,  $A_{1,d}^{\pi^+}$ ,  $A_{1,d}^{\pi^-}$ ,  $A_{1,d}^{K^+}$  и  $A_{1,d}^{K^-}$  и структурной функции дейтрона  $g_1^d$  в кинематической области  $x \in [0.004; 0.7]$  и  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.
2. Определение полного вклада спинов лёгких кварков и вклада спинов странных кварков  $\Delta s + \Delta \bar{s}$  в спин нуклона при  $Q_0^2 = 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.
3. Определение распределения странных ( $\Delta s$ ) и нестранных валентных и морских кварков ( $\Delta u_v + \Delta d_v$  и  $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$ , соответственно) по бёркеновской переменной  $x$ .
4. Исследование зависимости значения первого момента  $\Delta s \equiv \Delta \bar{s}$  от выбора параметризации функций фрагментации кварков.

**Апробация работы.** Результаты работы были опубликованы в зарубежных научных журналах, а также неоднократно докладывались на рабочих совещаниях COMPASS, научных семинарах и международных конференциях, в том числе самим автором:

1. XVIII Международный Балдинский Семинар по проблемам физики высоких энергий: Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика (ISHEPP 2006), ОИЯИ, Дубна, Россия, 2006
2. Научный семинар в Институте теоретической физики Рурского университета г.Бохум, Германия, 2009

3. Advanced Studies Institute: Symmetries and Spin (SPIN-Praha-2009), Charles and Czech Technical Universities in Prague, Прага, Чехия, 2009
4. Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», Секция ядерной физики Отделения физических наук Российской Академии наук и Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова, ИТЭФ, Москва, Россия, 2009
5. XIV научная конференция «ОМУС 2010», ОИЯИ, Дубна, Россия, 2010
6. XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2010), Convitto della Calza, Firenze, 19th - 23rd April 2010
7. Научный семинар в Лаборатории Физики Высоких Энергий Объединенного Института Ядерных Исследований, Дубна, Россия, 2010

**Структура и объём диссертации.** Диссертация содержит 115 страниц и состоит из четырёх глав, введения, заключения и списка из 98 наименований цитируемой литературы. В диссертации также приведены XX рисунка и XX таблиц.

## Содержание работы

**Во Введении** сформулирована цель работы, перечислены результаты работы, которые выносятся на защиту. Также подчёркнуты их новизна и практическая ценность.

**В первой главе** приведён краткий обзор современного состояния исследований спиновой структуры нуклона. Вводятся формулы для дифференциальных сечений поляризованного и неполяризованного ГНР, определения структурных функций, функций фрагментации, асимметрий сечений инклюзивного и полуинклюзивного ГНР, правила сумм.

**Во второй главе** представлено общее описание спектрометра COMPASS [17] (COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy), краткое описание алгоритмов, используемых при реконструкции событий. В последнем разделе главы описана процедура отбора событий, удовлетворяющих критериям стабильной работы установки.

Для изучения спиновой структуры нуклона в эксперименте COMPASS используется сформированный пучок мюонов высокой интенсивности с

энергией 160 ГэВ. Вследствие нарушения чётности в распадах пионов, мюонный пучок получает естественную поляризацию. Значение степени поляризации пучка мюонов, учитывая незначительные вклады от примеси каонов (3.6%) в пучке пионов, в 2004 году составило  $-0.80 \pm 0.04$ .

Для извлечения спиновых асимметрий используется мишень, состоящая из двух ячеек длиной 60 см каждая. Они расположены последовательно вдоль пучка на расстоянии 10 см друг от друга. В качестве материала мишени был выбран  ${}^6\text{LiD}$ , который позволяет получать высокую степень поляризации дейтрона ( $\approx 50\%$ ). Ядро  ${}^6\text{Li}$  в хорошем приближении можно рассмотреть как не имеющее спин ядро  ${}^4\text{He}$  и дейтрон. Принимая во внимание этот факт, на ядра дейтерия приходится примерно 40% взаимодействий. Ячейки мишени поляризованы в противоположных направлениях. Для минимизации систематической неопределённости, связанной с геометрическим аксептансом мишени, знак поляризации материала ячеек мишени изменяется на противоположный несколько раз в сутки.

Схематический вид установки (по состоянию на 2004 год) приведён на рис. 1. Все детекторы условно можно разделить на три группы. Первая группа детекторов размещена до мишени. Эта группа детекторов предназначена для измерения параметров частиц пучка. Вторая и третья группы детекторов расположены за мишенью. Им соответствуют спектрометр «больших углов рассеяния» и спектрометр «малых углов рассеяния». Использование двух спектрометров продиктовано необходимостью регистрировать частицы в широком угловом и импульсном диапазонах. Каждый из двух спектрометров состоит из магнита (SM), трековых детекторов, адронного калориметра (HCAL), электромагнитного калориметра (ECAL) и станции мюонных детекторов для идентификации мюонов. Детектор (RICH) для идентификации адронов является частью спектрометра больших углов рассеяния.

Длительная остановка SPS в 2005 году позволила провести несколько существенных усовершенствований спектрометра. Одним из наиболее значимых улучшений является установка нового соленоида мишени с увеличенным угловым аксептансом до 180 мрад вместо 70 мрад. Также была установлена новая мишень, состоящая из трёх ячеек вместо двух, использованных ранее.

Процедура контроля за стабильностью. Нестабильная работа отдельных детекторов может привести к систематическому смещению результатов измерений спиновых асимметрий. По этой причине проводился тщательный отбор событий по трём основным характеристиками, усреднённым по каждому циклу работы ускорителя (одному сбросу пучка). Эти характеристики соответствуют среднему количеству реконструированных первичных вершин в событии, среднему числу треков в первичной вершине и средне-

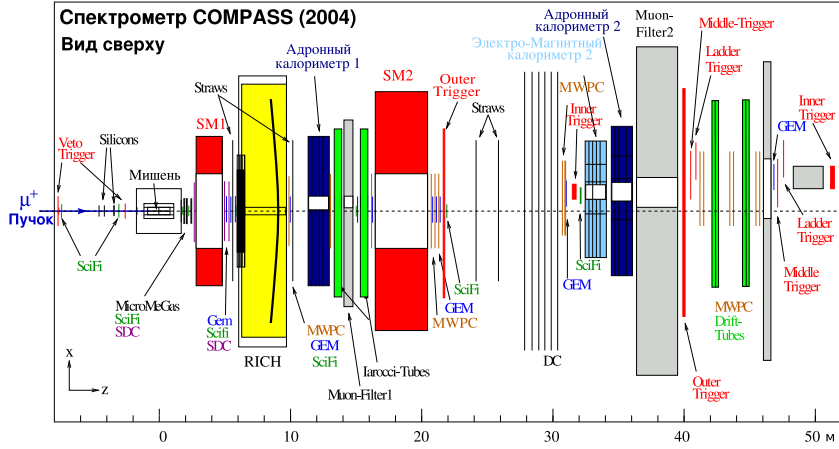


Рис. 1: Схематический вид установки COMPASS для мюонной программы.

му количеству пучковых частиц в реконструированном событии. Если хотя бы одна из выше перечисленных характеристик для сброса отличалась от среднего значения во всем наборе данных, такие сбросы исключались из дальнейшего анализа данных. Доля исключённых событий не превышала 10%.

**В третьей главе** описаны два метода для расчёта спиновых асимметрий. Метод «взвешивания событий» по сравнению со «стандартным» (в расчётах используется число взаимодействий без взвешивания) приводит к уменьшению статистической неопределённости. Стандартный метод использовался для контроля систематической неопределённости результатов.

Запишем асимметрию дифференциальных сечений процесса ГНР в однофотонном приближении:

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = \frac{\Delta\sigma}{\bar{\sigma}}, \quad (4)$$

где  $\uparrow$  и  $\downarrow$  обозначают относительные направления поляризаций пучка и мишени (продольная поляризация).

Общее число взаимодействий в веществе мишени  $i$  за определённый промежуток времени связано с асимметрией  $A_{\parallel}$  и сечением, независимым от спина  $\bar{\sigma}$ , как:

$$N_i = a_i \Phi_i n_i \bar{\sigma} (1 \pm f P_B P_T A_{\parallel}), \quad (5)$$

где  $a_i$  - акцептанс спектрометра, в котором также учтены эффективности программ восстановления треков и вершины взаимодействия;  $\Phi_i$  - поток мюонов, пересекающих обе ячейки мишени;  $n_i$  - число ядер дейтерия на единицу площади мишени;  $P_B$  и  $P_T$  - абсолютные значения поляризаций



пучка и мишени. Коэффициент дилуции  $f$  определяется отношением сечения ГНР на дейтроне к полному сечению ГНР на всех ядрах, составляющих мишень.

Во время набора данных направления спинов ядер двух ячеек мишени изменяются на противоположные несколько раз в сутки. Подставляя ур. (5) в отношение  $(N_{u,1}N_{d,2})/(N_{u,2}N_{d,1})$ , получим уравнение второго порядка с одной неизвестной  $A_{\parallel}$ . Здесь  $u$  и  $d$  соответствуют первой и второй ячейке мишени; цифры соответствуют двум ориентациям спина. При условии равенства отношений акцептансов двух ячеек до и после вращения спина, потоки и акцептансы сокращаются.

Для уменьшения статистической неопределённости в методе взвешивания событий каждому событию приписан весовой множитель  $\omega = fDP_B$ , где  $D$  – коэффициент деполяризации виртуального фотона, ответственного за обмен в реакции ГНР. В стандартном методе вышеперечисленные переменные усредняются по всему набору данных.

Все события, использованные для расчёта асимметрий ур. (4), имеют реконструированную вершину первичного взаимодействия. Энергия взаимодействующего мюона  $E_{\mu}$  находится в интервале от 140 до 180 ГэВ. Для выравнивания потоков, проходящих через ячейки мишени, существует требование к траектории налетающего мюона полностью пересекать все ячейки. Это условие является важным, так как сокращает поток мюонов при расчете асимметрий.

В анализе все события были разделены на инклюзивные и адронные. Эти два типа данных анализировались независимо, так как необходимо учитывать различные вклады от радиационных эффектов<sup>4</sup>. Инклюзивные события отбирают по триггерам<sup>5</sup>, требующим наличия в событии налетающего и рассеянного мюона в определённом угловом и энергетическом диапазоне. В адронных событиях дополнительно требуется присутствие трека адрона, т.е. выделение энергии в адронных калориметрах. В случае перекрытия инклюзивных и адронных триггеров, события считаются инклюзивными.

Заряженные  $\pi$  и  $K$  мезоны идентифицировались при помощи детектора RICH. В представленном анализе импульс адронов ограничен областью  $10 < p < 50$  ГэВ/с, где возможна одновременная идентификация пионов и каонов в RICH.

Кинематическая область событий, включённых в расчёт асимметрий, ограничена критериями на переменную Бёркена,  $x$ , на виртуальность фо-

<sup>4</sup>Радиационные поправки соответствуют вкладам от диаграмм более высокого порядка по электро-магнитной константе  $\alpha$ , чем однофотонная диаграмма ГНР.

<sup>5</sup>Набор критериев для электроники, подающей сигнал на запуск системы считывания установки.

тона,  $Q^2$ , на долю энергии, переданной от пучкового мюона виртуальному фотону,  $y$ , и на долю переданной адрону энергии,  $z$ . Условие  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> применяется для отбора событий ГНР. Условие  $y > 0.1$  удаляет события, обладающие плохим разрешением по причине малой переданной энергии. Также исключается область  $y > 0.9$ , где затруднительно оценить вклад радиационных эффектов. Кинематическая переменная  $x$  ограничена интервалом от 0.004 до 0.7. Нижний предел ограничен критерием на виртуальность фотона  $Q^2$ . Верхний предел является следствием из-за низкой статистики событий в области  $x > 0.7$ . В анализе полуинклюзивного ГНР события при  $x > 0.3$  не учитывались, потому что в этой области сечение взаимодействий на морских кварках пренебрежимо мало. Полная энергия в системе центра масс  $\gamma^*$ -нуклон для отобранных событий находится в интервале  $5 \lesssim W \lesssim 17$  ГэВ. Условие  $z > 0.2$  применено к идентифицированным адронам для выделения области фрагментации пучка. Верхний предел,  $z < 0.85$ , продиктован необходимостью уменьшить долю примеси адронов с ложной идентификацией. Ещё несколько других дополнительных критериев использовались для отбора треков: реконструированные треки должны содержать отсчёты до SM1 (рис. 1); треки, реконструированные только до SM1, и частицы (адроны), пересекающие более чем 30 радиационных длин материала, исключены.

Полная статистика COMPASS для инклюзивного,  $\pi^+$  ( $\pi^-$ ) и  $K^+$  ( $K^-$ ) наборов после всех ограничений составляет 135.1, 22.8 (20.5) и 4.8 (3.3) миллионов событий.

Систематическая неопределённость измеренных асимметрий изучалась несколькими независимыми способами, используя как экспериментальные данные, так и результаты моделирования методом Монте-Карло. Исследовались различные источники ложных асимметрий. Также изучались систематические неопределённости, вызванные работой триггерной системы установки и конечным разрешением установки по кинематическим переменным. Значительных систематических отклонений выявлено не было.

Продольная асимметрия виртуального фотона  $A_1$  связана с измеряемой асимметрией  $A_{||}$  как  $A_1 = A_{||}/D$ . Значения  $A_1^d(x, Q^2)$  в зависимости от  $x$  показаны на рис. 2 при измеренных значениях  $Q^2$ . Для сравнения на рисунке также показаны результаты предыдущих экспериментов в CERN [9], DESY [13] и SLAC [18, 19]. Значения COMPASS  $A_1^d$  подтверждают с улучшенной статистической точностью вывод, сделанный в [20]: асимметрия сравнима с нулем для  $x < 0.03$ . Результаты по асимметриям  $A_1^d$ , измеренным в экспериментах при различных энергиях, близки, следовательно их зависимость от  $Q^2$  слабая.

Систематическая неопределённость  $A_1^d$  включает мультипликативные факторы, полученные из неопределённостей  $P_B$  и  $P_T$ , коэффициент  $f$  и

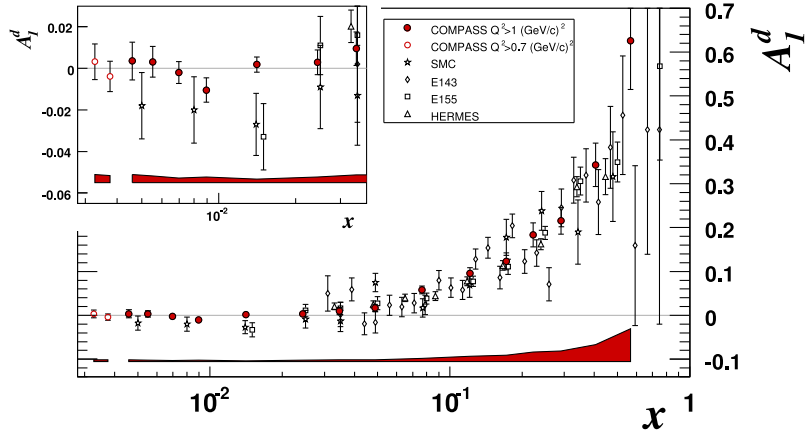


Рис. 2: Спиновая асимметрия  $A_1^d$  в зависимости от  $x$ . Результаты SMC [9], HERMES [13], SLAC E143 [18] and E155 [19] при  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> также приведены.

отношения сечений фотопоглощения продольно,  $\sigma_L(x, Q^2)$ , и поперечно,  $\sigma_T(x, Q^2)$ , поляризованных виртуальных фотонов на нуклоне

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L(x, Q^2)}{\sigma_T(x, Q^2)}, \quad (6)$$

использованного ранее при расчёте коэффициента деполаризации  $D$ . Объединение всех неопределённостей составило 10% от значения  $A_1$ . Другим важным вкладом в систематическую неопределённость являются ложные асимметрии, связанные с возможной нестабильной работой отдельных детекторов спектрометра. Для уменьшения этих эффектов значения  $A_{1,i}^d$  в каждом интервале по  $x$  рассчитывались для 184 конфигураций. Каждая из этих конфигураций включает набор данных в коротком временном интервале. Предполагая, что допустимая дисперсия  $A_{1,i}^d$  не должна выходить за пределы двух стандартных отклонений, был получен верхний предел на систематическую неопределённость:  $\sigma_{syst} < 0.4\sigma_{stat}$ .

Спиновая структурная функция дейтрона,  $g_1^d$ , вычислена следующим образом:

$$g_1^d = \frac{F_2^d}{2x(1+R)} A_1^d, \quad (7)$$

где  $F_2^d$  – спино-независимая структурная функция дейтрона. Значения  $g_1^d$  рассчитывались с параметризацией  $F_2^d$  [9], соответствующей кинематической области данных COMPASS, и с параметризацией  $R$  [21]. Систематические неопределённости для  $g_1^d$  оценены теми же способами как и для  $A_1^d$ , с

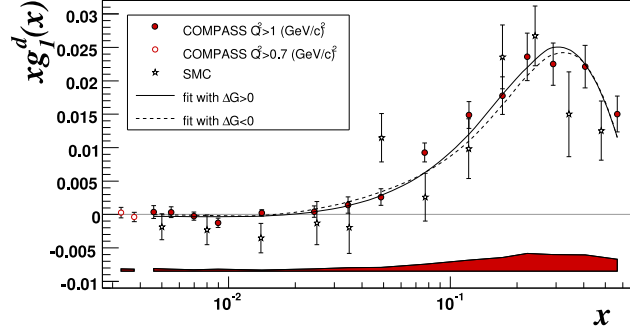


Рис. 3: Зависимость  $xg_1^d$  от  $x$  [1]. Результаты приведены при измеренных значениях  $Q^2$  для COMPASS. Кривые показывают результаты КХД фитов с  $\Delta G > 0$  и  $\Delta G < 0$  (см. текст).

дополнительным вкладом от  $F_2^d$ . Значения  $xg_1^d(x)$  для COMPASS показаны на рис. 3. Описание кривых представлено в следующей главе.

На рис. 4 показаны результаты измерений полуинклюзивных спиновых асимметрий для заряженных пионов,  $A_{1,d}^{\pi^+}$  и  $A_{1,d}^{\pi^-}$ , и каонов,  $A_{1,d}^{K^+}$  и  $A_{1,d}^{K^-}$ . Для сравнения приведены результаты, полученные в эксперименте HERMES [13].

**Четвёртая глава** посвящена извлечению распределений степени поляризации странных кварков  $\Delta s$ , полученных из процессов ГНР в результатах анализа измерений инклюзивной  $A_1^d$  и полуинклюзивных  $A_{1,d}^{\pi^+}$ ,  $A_{1,d}^{\pi^-}$ ,  $A_{1,d}^{K^+}$  и  $A_{1,d}^{K^-}$  асимметрий.

Инклюзивное ГНР  $\mu-N$ . Извлечение первого момента спиновозависимой структурной функции дейтрона  $\Gamma_1^d(Q^2) = \int_0^1 g_1^d(x, Q^2) dx$  требует приведения всех измерений структурной функции к одному значению  $Q_0^2$ . Обозначим параметризацию структурной функции как  $g_1^{fit}(x, Q^2)$ , тогда значение  $g_1^d$  в  $Q_0^2$  может быть получено следующим образом

$$g_1(x, Q_0^2) = g_1(x, Q^2) + \left[ g_1^{fit}(x, Q_0^2) - g_1^{fit}(x, Q^2) \right]. \quad (8)$$

В анализе использовалось значение  $Q_0^2 = 3 (\text{ГэВ}/c)^2$ , так как оно близко среднему  $Q^2$  данных ГНР COMPASS. В качестве параметризации  $g_1^{fit}$  были использованы несколько фитов  $g_1$  из [16]: BB [3], GRSV [5] и LSS [4]. В этих параметризациях значения  $g_1^d(x, Q^2)$  в области малых  $x$  близки. Результирующие значения  $g_1^N = (g_1^p + g_1^n)/2$  показаны открытыми квадратами на рис. 5. Далее будем использовать  $g_1^N$  вместо  $g_1^d$ :

$$g_1^N(x, Q^2) = g_1^d(x, Q^2)/(1 - 1.5\omega_D) \quad (9)$$

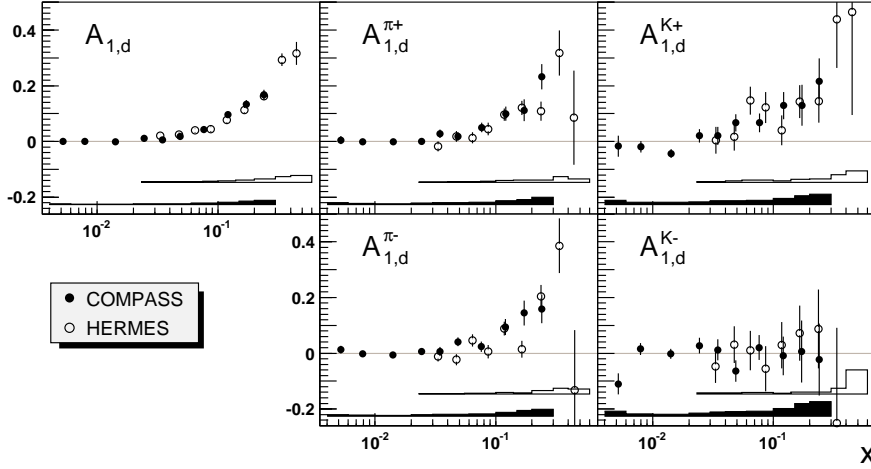


Рис. 4: Инклюзивная  $A_{1,d}$  и полунклюзивные спиновые асимметрии для заряженных пионов,  $A_{1,d}^{\pi^+}$  и  $A_{1,d}^{\pi^-}$ , и каонов,  $A_{1,d}^{K^+}$  и  $A_{1,d}^{K^-}$  как функции от  $x$  [13, 22].

где  $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$  [23] - поправка на D-волновое состояние дейтрона. На рис. 5 можно увидеть, что кривая, соответствующая усреднённому результату параметризаций LSS, GRSV и BB, плохо описывает данные COMPASS при  $x < 0.02$  и, следовательно, не может быть использована для оценки неизмеренной части  $g_1^N$ . По этой причине был проведён новый КХД анализ в следующем за лидирующим порядке КХД, включающий все данные  $g_1(x, Q^2)$  при  $Q^2 > 1$  (ГэВ/ $c^2$ ) на дейтронной [9, 13, 18, 19], протонной [8, 9, 13, 18, 24] и гелиевой  $^3\text{He}$  [25–28] мишенях, включая данные COMPASS.

Вычисления функций партонных распределений (ФПР) из данных по  $g_1$  были выполнены двумя различными программами. В первой – уравнения эволюции ДГЛАП решались в пространстве  $(x, Q^2)$  [6], во второй – в пространстве Меллиновских моментов [7]. Отличие между полученными параметрами ФПР не превышает одного стандартного отклонения. В обеих программах минимизация  $\chi^2$  сходится к двум различным решениям. Одно решение соответствует положительной плотности глюонного распределения  $\Delta G > 0$ , другое – отрицательной  $\Delta G < 0$ . Результаты фитирования  $g_1^N(x)$  отличаются при малых  $x$  (рис. 5).

В табл. 1 приведены значения первого момента  $\Gamma_1^N(Q_0^2 = 3 \text{ (ГэВ/}c^2)^2)$ , полученные в различных кинематических областях по  $x$ . Значения в первой строчке являются результатами, полученными из различных параметризаций и проинтегрированные по области измерения COMPASS. Вторая и третья строки показывают соответствующие экстраполяции вкладов от

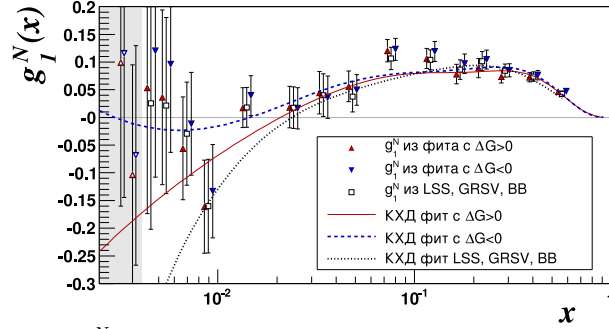


Рис. 5: Значения  $g_1^N(x)$ , полученные в анализе COMPASS при  $Q_0^2 = 3$  (ГэВ/с) $^2$ . Показаны только статистические неопределённости. Для удобства презентации значения  $g_1^N$ , полученные с различными фитами, смещены по  $x$  относительно друг друга.

Таблица 1: Первые моменты  $\Gamma_1^N(Q_0^2=3$  (ГэВ/с) $^2$ ) в различных кинематических областях.

Область по $x$	Данные COMPASS, приведённые к $Q_0^2 = 3$ (ГэВ/с) $^2$			
	с помощью параметризаций		Анализ COMPASS [6, 7]	
	BB [3]	LSS [4]	$\Delta G > 0$	$\Delta G < 0$
[0.004, 0.7]	0.0455	0.0469	0.0469	0.0511
[0.7, 1]	0.0014	0.0008	0.0011	0.0010
[0, 0.004]	-0.0040	-0.0029	-0.0014	0.0004
[0, 1]	0.0430	0.0448	0.0466	0.0525

области больших и малых  $x$ , где нет данных. Интеграл от  $g_1^N(x)$  в области измерения получен из экспериментальных значений, приведённых к фиксированному  $Q_0^2$  и усреднённых по двум фитами. Учитывая вклады от параметризаций в неизмеренных областях при малых и больших  $x$ , получим:

$$\Gamma_1^N(Q_0^2=3 \text{ (ГэВ/с)}^2) = 0.050 \pm 0.003(\text{стат.}) \pm 0.003(\text{эвол.}) \pm 0.005(\text{сист.}). \quad (10)$$

Доминирующей является систематическая неопределённость измерений и расчётов поляризаций пучка и мишени, а также коэффициента  $f$ . Неопределённость, связанная с экстраполяцией (эволюцией) ФПР к  $Q_0^2$ , определяется разницей между двумя фитами.

Ранее значение  $\Gamma_1^N$  было получено в эксперименте SMC. Результат SMC [9] при  $Q_0^2=10$  (ГэВ/с) $^2$ :

$$\Gamma_{1,SMC}^N = 0.021 \pm 0.007(\text{стат.}) \pm 0.014(\text{эвол.}) \pm 0.003(\text{сист.}). \quad (11)$$

Результат COMPASS для  $\Gamma_1^N$ , приведённый к  $Q_0^2 = 10$  (ГэВ/с) $^2$ , равен

$0.051 \pm 0.003(\text{стат.}) \pm 0.002(\text{эвол.}) \pm 0.005(\text{сист.})$ . Разница между двумя результатами измерений отражает тот факт, что данные COMPASS не подтверждают отрицательных значений  $g_1^d(x, Q_0^2)$ , полученных SMC в области малых  $x$ . Как следствие, существенно увеличивается вклад в  $\Gamma_1^N$  от области  $x < 0.004$ . Согласно результатам COMPASS, доля  $\Gamma_1^N$ , вычисленная в кинематической области измерения, составляет 98%, т.е. коррекция от неизмеренной области составляет всего 2% против 50% от  $\Gamma_1^N$  из данных SMC [29].

Первый момент  $\Gamma_1^N$  представляет особый интерес, так как позволяет рассчитать синглетный матричный элемент аксиального тока  $a_0$ , который в кварк-партонной модели определяет вклад кварков в спин нуклона. В следующем за лидирующим порядке КХД

$$\Gamma_1^N(Q^2) = \frac{1}{9} \left( 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right) \left( a_0(Q^2) + \frac{1}{4} a_8 \right). \quad (12)$$

Используя результат COMPASS (ур. 10) и значение  $a_8$ , полученное из  $\beta$ -распада гиперонов в предположении  $SU(3)_f$  симметрии ароматов ( $a_8 = 0.585 \pm 0.025$  [30]), при значении  $\alpha_s(M_z^2) = 0.1187 \pm 0.005$  [31], получим:

$$a_0(Q_0^2 = 3 \text{ (ГэВ/}c)^2) = 0.35 \pm 0.03 \text{ (стат.)} \pm 0.05 \text{ (сист.)} . \quad (13)$$

В систематическую неопределённость включены неопределённости, связанные с приведением значений  $g_1^d$  к общему  $Q_0^2$ , и систематическая неопределённость для результатов по  $g_1^d$ . Первый момент распределения странных кварков представляет собой линейную комбинацию  $a_0$  и  $a_8$ :

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{1}{3} (a_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01 \text{ (стат.)} \pm 0.02 \text{ (сист.)} . \quad (14)$$

Этот результат получен в предположении  $SU(3)_f$  симметрии ароматов. Нарушение симметрии на 20% [30] сместит значение  $\Delta s + \Delta \bar{s}$  на  $\pm 0.04$ .

Полу-инклюзивное ГНР  $\mu$ -N. В представленном анализе использовались только дейтронные данные. Следовательно, из полученных асимметрий (рис. 4) можно извлечь только суммы,  $\Delta u_v + \Delta d_v$  и  $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$ . В силу изоспиновой симметрии вклады от  $u$  и  $d$  кварков разделить невозможно. В предположении независимой кварковой фрагментации<sup>6</sup> в адроны спиновые асимметрии можно записать в терминах функций партонных распределений ( $q(x, Q^2)$ ,  $\Delta q(x, Q^2)$ ) и функций фрагментации  $D_q^h(z, Q^2)$ , следующим

<sup>6</sup>Считается, что кварки фрагментируют в адроны независимо друг от друга через последовательность фундаментальных переходов  $q_a \rightarrow M(q_a \bar{q}_b) + q_b$ .

образом:

$$A_{1,d} = \frac{5(\Delta \mathbf{u}_v + \Delta \mathbf{d}_v) + 10(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}) + 4\Delta \mathbf{s}}{5(u_v + d_v) + 10(\bar{u} + \bar{d}) + 2(s + \bar{s})}, \quad (15)$$

$$A_d^h = \frac{D_1(\Delta \mathbf{u}_v + \Delta \mathbf{d}_v) + D_2(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}) + D_3\Delta \mathbf{s}}{D_1(u_v + d_v) + D_2(\bar{u} + \bar{d}) + 2(D_s^h s + D_{\bar{s}}^h \bar{s})}, \quad (16)$$

где

$$D_1 = 4D_u^h + D_d^h, \quad D_2 = 4D_u^h + D_d^h + 4D_{\bar{u}}^h + D_{\bar{d}}^h, \quad D_3 = 2(D_s^h + D_{\bar{s}}^h). \quad (17)$$

В данном анализе предполагается симметрично поляризованное странное море  $\Delta s \equiv \Delta \bar{s}$ , а также независимость асимметрий от  $Q^2$ . Ур. (15) и (16) можно переписать:

$$\vec{A} = \mathbf{B} \Delta \vec{q}, \quad \text{где} \quad \begin{cases} \vec{A} = (A_1^d, A_d^{\pi^+}, A_d^{\pi^-}, A_d^{K^+}, A_d^{K^-}) \\ \Delta \vec{q} = (\Delta u_v + \Delta d_v, \Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}, \Delta s) \end{cases}. \quad (18)$$

Здесь  $\mathbf{B}$  – матрица размерностью  $(5 \times 3)$ , которая зависит только от неполяризованных ФПР и функций фрагментации. Таким образом, для каждого интервала по  $x$  мы имеем систему из 5 линейных уравнений с 3 неизвестными параметрами. Система решается методом наименьших квадратов. Среднее значение отношения  $\chi^2/ndf$  для 10 интервалов (10 независимых аппроксимаций) близко к единице.

В анализе использовались неполяризованные функции партонных распределений из MRST [32] и параметризация функций фрагментации DSS [33] в лидирующем порядке, являющаяся результатом объединённого анализа данных по инклюзивному рождению пионов и каонов в  $e^+e^-$  аннигиляции, данных по полуинклюзивному ГНР HERMES и данных в протон-протонных столкновениях. Тот факт, что в анализе DSS использовались данные HERMES, даёт возможность разделения ароматов при малых значениях  $Q^2$ .

Для исследования зависимости значений поляризованных партонных распределений  $(\Delta u_v + \Delta d_v, \Delta \bar{u} + \Delta \bar{d})$  и  $\Delta s$  от функций фрагментации также рассчитывались их значения с использованием функций фрагментации кварков EMC [34]. Статистическая точность результирующего  $\Delta s$  пропорциональна функции фрагментации странного (анти-) кварка. Фрагментация странного кварка в адроны примерно в два раза больше в параметризации DSS по сравнению с EMC. Поэтому для случая DSS следует ожидать статистическую неопределённость  $\Delta s$  примерно в два раза меньше.

Для извлечения партонных распределений из измеренных асимметрий в последние были включены две поправки  $A_{1d} \equiv A_{1d}/(c_1 c_2)$ . Первая,  $c_1 =$



$1 - 1.5\omega_D$ , рассчитывалась для вклада  $D$ -волнового состояния дейтрона ( $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$  [23]). Вторая поправка связана с отношением  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , которое в лидирующем порядке КХД равно нулю. Однако неполяризованные партонные распределения были получены из распределений  $F_2$ , в которых величина  $R = \sigma_L/\sigma_T$  отлична от нуля [21]. Кроме того, в настоящем анализе предполагалось, что значение  $R$  одно и то же для инклюзивных и полуинклюзивных реакций. Таким образом, одна и та же поправка,  $c_2 = 1 + R(x, Q^2)$ , использовалась для всех асимметрий.

Результаты фита, полученные с двумя наборами функций фрагментации кварков, показаны на рис. 6. На рисунке также показаны кривые, соответствующие параметризации поляризованных партонных распределений DNS [35]. Как валентное, так и распределение лёгких (нестранных) морских кварков, хорошо совместимы с кривыми DNS. Отличие наблюдается только для распределения странных кварков. Форма кривой  $x\Delta s$  является типичной для КХД фитов данных по структурной функции  $g_1(x, Q^2)$ . Кривая имеет минимум в области средних  $x$  ( $x \approx 0.2$ ). В полуинклюзивных измерениях COMPASS при использовании функций фрагментации кварков DSS подобного поведения не наблюдается. В то же время при использовании функций фрагментации кварков EMC неопределённости слишком велики, поэтому нельзя сделать какое-либо заключение о знаке или величине  $\Delta s$ .

Коэффициенты корреляций между поляризованными кварковыми распределениями показаны на рис. 7. Можно видеть, что корреляции между плотностями нестранных кварков  $\Delta u_v + \Delta d_v$  и  $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$  большие и отрицательные. Этот факт можно объяснить высокой точностью значений инклюзивной асимметрии  $A_1^d$ . Коэффициент при  $\Delta s$  в ур. (15) меньше, чем коэффициенты при других ФПР. Таким образом, уравнение для  $A_1^d$  хорошо фиксирует сумму нестранных плотностей и заставляет их антикоррелировать. Или другими словами, если рассеяние происходит не на валентном кварке, то взаимодействие с большей вероятностью случается на  $\bar{u}$  или  $\bar{d}$ , потому что вероятность взаимодействия с  $s$  кварком подавлена малым значением его заряда.

Значения первых моментов  $\Delta u_v + \Delta d_v$ ,  $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$  и  $\Delta s$  приведены в табл. 2. Степень поляризации валентных кварков находится в хорошем согласии со значением, полученным в предыдущем анализе COMPASS для «разностных» асимметрий неидентифицированных адронов ( $0.26 \pm 0.07 \pm 0.04$ ) при  $Q_0^2 = 10(\text{ГэВ}/c)^2$  [36]. Переход от  $Q_0^2 = 3(\text{ГэВ}/c)^2$  к  $Q_0^2 = 10(\text{ГэВ}/c)^2$  мало изменяет результат.

Извлечение  $\Delta s$  из асимметрии заряженных каонов зависит от выбора параметризации функций фрагментации кварков. Не будем учитывать пионные асимметрии, так как вклад от них в точность  $\Delta s(x)$  пренебрежимо

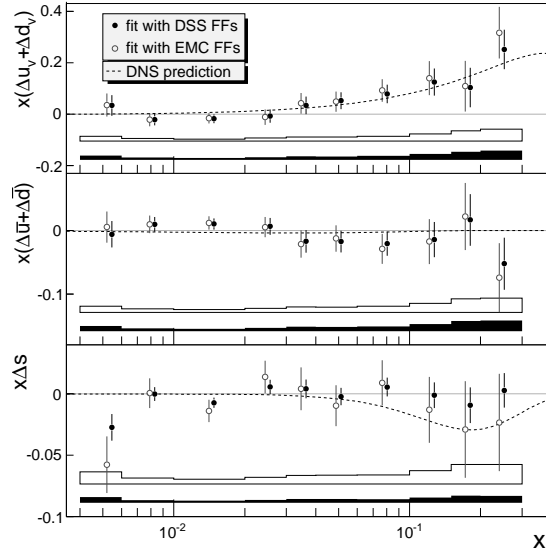


Рис. 6: Поляризованные партонные распределения в зависимости от  $x$  при  $Q_0^2 = 3(\text{ГэВ}/c)^2$  для двух наборов функций фрагментации кварков (*DSS* и *EMC*). Кривая представляет параметризацию поляризованных партонных распределений *DNS* в лидирующем порядке КХД [35].

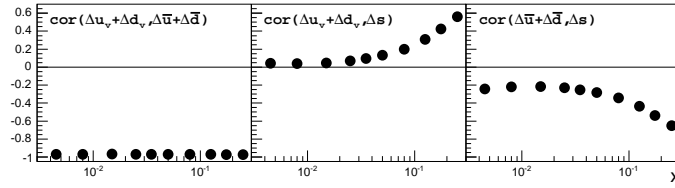


Рис. 7: Зависимость коэффициентов корреляции кварковых распределений от  $x$ , полученная в анализе с использованием параметризации *DSS*.

Таблица 2: Значения первых моментов из данных *COMPASS* в лидирующем порядке для кинематической области  $0.004 < x < 0.3$ , при  $Q^2 = 3(\text{ГэВ}/c)^2$ .

	DSS	EMC
$\Delta u_v + \Delta d_v$	$0.028 \pm 0.06 \pm 0.03$	$0.032 \pm 0.08 \pm 0.03$
$\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$	$-0.03 \pm 0.03 \pm 0.01$	$-0.03 \pm 0.04 \pm 0.02$
$\Delta s$	$-0.01 \pm 0.01 \pm 0.01$	$-0.05 \pm 0.03 \pm 0.01$

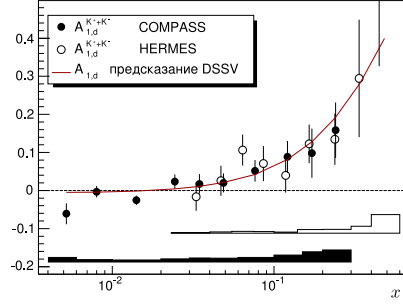


Рис. 8: Асимметрия заряженных каонов  $A_{1,d}^{K^+K^-}$  в зависимости от  $x$  из данных COMPASS [22] и HERMES [13]. Кривая соответствует параметризации инклюзивной асимметрии  $A_{1,d}$  из DSSV [37].

мал. Также не будем учитывать знак адрона и рассмотрим асимметрию всех заряженных каонов  $A_{1,d}^{K^+K^-}$ . Эта асимметрия является производной от каонных асимметрий  $A_{1,d}^{K^+}$  и  $A_{1,d}^{K^-}$ , которые складываются с весами, соответствующими усреднённым по спину сечениям  $K^+$  и  $K^-$

$$A_{1,d}^{K^+K^-} = \frac{\sigma^{K^+} A_{1,d}^{K^+} + \sigma^{K^-} A_{1,d}^{K^-}}{\sigma^{K^+} + \sigma^{K^-}}. \quad (19)$$

В лидирующем порядке КХД отношение сечений  $\sigma^{K^-}/\sigma^{K^+}$  зависит только от неполяризованных функций партонных распределений и от отношений функций фрагментации:

$$R_{UF} = \frac{\int D_d^{K^+}(z) dz}{\int D_u^{K^+}(z) dz}, \quad R_{SF} = \frac{\int D_{\bar{s}}^{K^+}(z) dz}{\int D_u^{K^+}(z) dz}, \quad (20)$$

которые при  $Q_0^2 = 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для DSS равны 0.13 и 6.6, а для EMC 0.35 и 3.4, соответственно. Значения асимметрии, показанные на рис. 8, были получены с ФПР MRST и функциями фрагментации кварков DSS. Отметим, что они согласуются с приведёнными на этом же рисунке результатами измерений HERMES [13].

Для изоскалярной мишени асимметрия заряженных каонов и инклюзивная асимметрия могут быть записаны в лидирующем порядке как

$$A_{1,d}^{K^+K^-} = \xi \frac{\Delta Q + \alpha \Delta s}{Q + \alpha s}, \quad A_{1,d} = \xi \frac{\Delta Q + \frac{4}{5} \Delta s}{Q + \frac{4}{5} s}, \quad (21)$$

где  $\xi = c_1 \cdot c_2$ , а  $\Delta Q(x)$  – степень поляризации лёгких кварков

$$\Delta Q = \Delta u_v + \Delta d_v + 2(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}) \quad (22)$$

и множитель  $\alpha$ , который зависит только от функций фрагментации кварков

$$\alpha = (2R_{UF} + 2R_{SF})/(2 + 3R_{UF}). \quad (23)$$

Учитывая близкие значения асимметрий  $A_{1,d}^{K^+K^-}$  и  $A_{1,d}$  (см. рис. 8), выражение для поляризации странных кварков удобно записать в виде:

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{1}{\xi} \left[ A_{1,d} + (A_{1,d}^{K^+K^-} - A_{1,d}) \frac{Q/s + \alpha}{\alpha - 0,8} \right]. \quad (24)$$

Здесь  $Q(x)$  и  $s(x)$  – независимые от спина плотности нестранных и странных кварков, соответственно. Значения  $\Delta s(x)$ , рассчитанные по этой формуле практически равны тем, которые были получены с использованием метода наименьших квадратов (рис. 6), но статистические неопределённости немного больше, так как пионные асимметрии не используются.

Из ур. (24) следует, что в случае, когда  $A_{1,d}^{K^+K^-}$  точно равна  $A_{1,d}$ , спиральность странного кварка не зависит от функций фрагментации кварков, и её первый момент в области измерений мал и положителен ( $\Delta s \approx 0.009$ ). Основную зависимость  $\Delta s$  от функций фрагментации кварков определяет отношение  $R_{SF}$  (ур. (20) и ур. (23)). Из ур. (24) следует, что отрицательное значение  $\Delta s$  в области малых  $x$ , где  $A_{1,d} \approx 0$ , может быть получено только в случае отрицательных значений  $A_{1,d}^{K^+K^-}$ , а для того чтобы получить отрицательное значение  $\Delta s$  в области больших  $x$ , каонная асимметрия должна быть заметно меньше инклюзивной.

На рис. 8 показана параметризация  $A_{1,d}(x)$  из анализа DSSV [37]. Видно, что в области  $0.03 < x < 0.3$  точки COMPASS, также как и точки HERMES, равномерно статистически распределены вокруг кривой, и нет систематических отклонений. Следовательно, нет причин для значительного отрицательного  $\Delta s$  в этой области, в противоположность предсказаниям большинства фитов инклюзивных данных. Однако отметим, что в области малых  $x$  имеются два измерения  $A_{1,d}^{K^+K^-}$ , которые отличаются от нуля на несколько стандартных отклонений (см. рис. 8). Это даёт основание полагать, что  $\Delta s$  может быть отрицательным в области малых  $x$ , где измерения отсутствуют.

На рис. 9 показана зависимость первого момента  $\Delta s$  (интегрирование производилось по кинематической области измерений) от  $R_{SF}$ . Видно, что для  $R_{SF} \gtrsim 5$  значение  $\Delta s$  близко к нулю и больше, чем полный момент, полученный в инклюзивном анализе (ур. (14)). Вклад от области  $x > 0.3$  ограничен «условием положительности»,  $|\Delta s(x)| \leq s(x)$ , и не может превышать 0.003 по абсолютному значению. Поэтому в принципе, любое отличие между измеренным и полным моментами может быть компенсировано

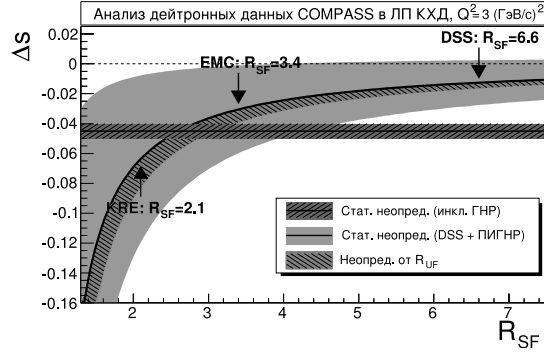


Рис. 9: Интеграл  $\Delta s$  как функция от отношения  $R_{SF}$  для  $R_{UF}$  фиксированного при значении  $DSS$  равном 0.13 в измеренной кинематической области  $x$  (толстая сплошная линия). Светло-серая область показывает статистическую неопределённость. Затрихованная часть внутри неё соответствует эффекту увеличения  $R_{UF}$  до 0.35 (значение  $EMC$ ). Горизонтальная полоса представляет полный момент  $\Delta s$ , рассчитанный из первого момента  $g_1^d(x)$  (ур. (14)). Значения  $R_{SF}$ , соответствующие  $DSS$  [33],  $EMC$  [34] и  $KRE$  [38] параметризациям функций фрагментации кварков указаны стрелочками.

неучтённым вкладом в области малых  $x$ . Так, к примеру, может быть в случае функций фрагментации кварков  $DSS$ , когда  $R_{SF} = 6.6$ . Отличие измеренного и полного моментов не превышает два стандартных отклонения, поэтому нельзя сделать однозначное заключение, основываясь только на данных  $COMPASS$  [22]. Тем не менее, как следует из рис. 8, данные  $HERMES$  [13] приводят к похожим результатам.

В обратном случае, когда  $R_{SF} \lesssim 4$ , асимметрия  $A_{1,d}^{K^+ + K^-}$  гораздо менее чувствительна к  $\Delta s$ , потому что величина  $D_s^{K^+}$  мала. Так будет, например, в случае использования функций фрагментации кварков  $EMC$  и параметризаций таких как  $KRE$  [38].

Таким образом, приведённый анализ ясно показывает, что расчёт  $\Delta s$  нуждается в точных значениях отношений  $R_{UF}$  и  $R_{SF}$ .

Сравнение с последними параметризациями  $\Delta s$ . Значение  $\Delta s$  было получено двумя методами: в предположении правила сумм Эллиса-Джаффе (ур. (14), инклюзивные данные) и в анализе полуинклюзивных асимметрий (табл. 2). Анализируя только инклюзивные данные, получаем отрицательные значения  $\Delta s(x)$  во всем кинематическом диапазоне по  $x$ . В области  $x \approx 0.1 - 0.3$ , значения  $\Delta s(x)$  – минимальны. В анализе полуинклюзивных асимметрий распределение  $\Delta s(x)$  сравнимо с нулем во всем интервале измерений и имеет тенденцию к отрицательным значениям в области малых  $x < 0.01$  (рис. 6).

Проблема несоответствия результатов анализа инклюзивных и полуин-

клюдивных данных была решена двумя группами физиков: Д. де Флориан, Р. Сассот, М. Стратманн и В. Вогельсанг (DSSV [14]), а также А.Н. Сисакьяном, О.Ю. Шевченко и О.Н. Ивановым (SSI [39]) с помощью введения знакопеременной параметризации странного моря. В области средних  $x$  спиральность странных кварков положительная (из данных по каонным асимметриям HERMES [13] и COMPASS [22]). Отрицательное значение полного момента  $\Delta s$  набирается за счёт области малых  $x$ . К сожалению, экспериментальная проверка данного предположения требует существенного увеличения энергии пучка и представляется возможной только при использовании коллайдеров с поляризованными пучками электронов и адронов.

**В Заключение** сформулированы выводы и результаты работы:

1. Из экспериментальных данных по ГНР извлечены спиновые асимметрии  $A_1^d$ ,  $A_{1,d}^{\pi^+}$ ,  $A_{1,d}^{\pi^-}$ ,  $A_{1,d}^{K^+}$  и  $A_{1,d}^{K^-}$  и структурная функция дейтрона  $g_1^d$  в кинематической области измерения  $x \in [0.004; 0.7]$  и  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.
2. Впервые получены результаты по полуинклюзивным спиновым асимметриям для заряженных пионов,  $A_{1d}^{\pi^+}$  и  $A_{1d}^{\pi^-}$ , и каонов,  $A_{1d}^{K^+}$  и  $A_{1d}^{K^-}$ , на дейтроне для области  $0.004 < x < 0.03$ .
3. Из первого момента структурной функции  $g_1^d$  определён полный суммарный вклад легких кварков

$$\Delta\Sigma = 0.35 \pm 0.03 \text{ (стат.)} \pm 0.05 \text{ (сист.)}$$

и вклад странных кварков

$$\Delta s + \Delta\bar{s} = \frac{1}{3}(a_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01 \text{ (стат.)} \pm 0.02 \text{ (сист.)}$$

в спин нуклона при  $Q_0^2 = 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

4. Выполнен анализ инклюзивных и полуинклюзивных реакций ГНР, включающий фит инклюзивной асимметрии и асимметрий рождения заряженных пионов и каонов в лидирующем порядке теории возмущений КХД. Получена зависимость вклада в спин нуклона странных  $\Delta s$  и нестранных валентных и морских кварков  $\Delta u_v + \Delta d_v$  и  $\Delta\bar{u} + \Delta\bar{d}$ , соответственно от бёркеновской переменной  $x$ , а также величина первого момента поляризации странных кварков в кинематической области измерений  $0.004 < x < 0.3$  при  $Q_0^2 = 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, равная

$$\Delta s = -0.01 \pm 0.01 \text{ (стат.)} \pm 0.01 \text{ (сист.)} .$$

5. Используя различные параметризации функций фрагментации кварков показано, что значение первого момента  $\Delta s$  чувствительно к величине отношения фрагментации странного кварка к фрагментации  $u$ -кварка в положительнозаряженные  $K$ -мезоны  $\int D_{\bar{s}}^{K^+}(z)dz / \int D_u^{K^+}(z)dz$ . В частности, при использовании функций фрагментации кварков DSS значение  $\Delta s$  в кинематической области  $0.004 < x < 0.3$  в два раза меньше, чем при использовании функций фрагментации кварков EMC.

## Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. V.Yu.Alexakhin, ..., E.Zemlyanichkina, ... [COMPASS collaboration], "The deuteron spin-dependent structure function  $g_1(d)$  and its first moment", *Phys. Lett.* **B647** (2007) 8
2. M.Alekseev, ..., E.Zemlyanichkina, ... [COMPASS collaboration], "Flavour Separation of Helicity Distributions from Deep Inelastic Muon-Deuteron Scattering", *Phys. Lett.* **B680** (2009) 217
3. E.Zemlyanichkina (for the COMPASS Collaboration), "Valence quark helicity distribution from COMPASS", ISHEPP XIX (2008), Dubna, Proceedings of the XIX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, E1,2-2008-188, Vol.2, 101
4. E.Zemlyanichkina (for the COMPASS Collaboration), "Measurement of the longitudinal spin structure of the proton at COMPASS", Proceedings of XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, POS(DIS 2010)254

## Список литературы

- [1] V. Yu. Alexakhin et al. The deuteron spin-dependent structure function  $g_1(d)$  and its first moment. *Phys. Lett.*, B647:8–17, 2007.
- [2] John R. Ellis and Robert L. Jaffe. A Sum Rule for Deep Inelastic Electroproduction from Polarized Protons. *Phys. Rev.*, D9:1444, 1974.
- [3] J. Blumlein and H. Bottcher. QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data and parton distributions. *Nucl. Phys.*, B636:225–263, 2002.

- [4] Elliot Leader, Aleksander V. Sidorov, and Dimiter B. Stamenov. Longitudinal polarized parton densities updated. *Phys. Rev.*, D73:034023, 2006.
- [5] M. Gluck, E. Reya, M. Stratmann, and W. Vogelsang. Models for the polarized parton distributions of the nucleon. *Phys. Rev.*, D63:094005, 2001.
- [6] B. Adeva et al. A next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function  $g_1$ . *Phys. Rev.*, D58:112002, 1998.
- [7] A. N. Sissakian, O. Yu. Shevchenko, and O. N. Ivanov. Nlo qcd analysis of the semi-inclusive dis data with modified jacobi polynomial expansion method. *JETP Lett.*, 82:53, 2005.
- [8] J. Ashman et al. An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons. *Nucl. Phys.*, B328:1, 1989.
- [9] B. Adeva et al. Spin asymmetries  $a(1)$  and structure functions  $g_1$  of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering. *Phys. Rev.*, D58:112001, 1998.
- [10] A. Airapetian et al. Precise determination of the spin structure function  $g(1)$  of the proton, deuteron and neutron. *Phys. Rev.*, D75:012007, 2007.
- [11] R. D. Field and R. P. Feynman. A parametrization of the properties of quark jets. *Nucl. Phys.*, B136:1, 1978.
- [12] B. Adeva et al. Polarised quark distributions in the nucleon from semi-inclusive spin asymmetries. *Phys. Lett.*, B420:180–190, 1998.
- [13] A. Airapetian et al. Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering. *Phys. Rev.*, D71:012003, 2005.
- [14] Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, Marco Stratmann, and Werner Vogelsang. Extraction of Spin-Dependent Parton Densities and Their Uncertainties. *Phys. Rev.*, D80:034030, 2009.
- [15] John R. Ellis, Keith A. Olive, and Christopher Savage. Hadronic Uncertainties in the Elastic Scattering of Supersymmetric Dark Matter. *Phys. Rev.*, D77:065026, 2008.
- [16] HEP Databases. <http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/pdf.html>.



- [17] P. Abbon et al. The COMPASS Experiment at CERN. *Nucl. Instrum. Meth.*, A577:455–518, 2007.
- [18] K. Abe et al. Measurements of the proton and deuteron spin structure functions  $g_1$  and  $g_2$ . *Phys. Rev.*, D58:112003, 1998.
- [19] P. L. Anthony et al. Measurement of the deuteron spin structure function  $g_1(d)(x)$  for  $1-(\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 40-(\text{GeV}/c)^2$ . *Phys. Lett.*, B463:339–345, 1999.
- [20] E. S. Ageev et al. Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region. *Phys. Lett.*, B612:154–164, 2005.
- [21] K. Abe et al. Measurements of  $R = \sigma(L)/\sigma(T)$  for  $0.03 < x < 0.1$  and fit to world data. *Phys. Lett.*, B452:194–200, 1999.
- [22] M. Alekseev et al. Flavour Separation of Helicity Distributions from Deep Inelastic Muon-Deuteron Scattering. *Phys. Lett.*, B680:217–224, 2009.
- [23] R. Machleidt, K. Holinde, and C. Elster. The bonn meson exchange model for the nucleon nucleon interaction. *Phys. Rept.*, 149:1–89, 1987.
- [24] P. L. Anthony et al. Measurements of the  $Q^2$  dependence of the proton and neutron spin structure functions  $g_1(p)$  and  $g_1(n)$ . *Phys. Lett.*, B493:19–28, 2000.
- [25] P. L. Anthony et al. Deep Inelastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized  $^3\text{He}$  and the Study of the Neutron Spin Structure. *Phys. Rev.*, D54:6620–6650, 1996.
- [26] K. Abe et al. Precision determination of the neutron spin structure function  $g_1(n)$ . *Phys. Rev. Lett.*, 79:26–30, 1997.
- [27] Jian Zheng et al. Study of Hot Electrons by Measurement of Optical Emission from the Rear Surface of a Metallic Foil Irradiated with Ultraintense Laser Pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 92:165001, 2004.
- [28] K. Ackerstaff et al. Measurement of the neutron spin structure function  $g_1(n)$  with a polarized He-3 internal target. *Phys. Lett.*, B404:383–389, 1997.
- [29] D. Adams et al. Spin structure of the proton from polarized inclusive deep-inelastic muon proton scattering. *Phys. Rev.*, D56:5330–5358, 1997.
- [30] Elliot Leader and Dimiter B. Stamenov. Can the polarization of the strange quarks in the proton be positive? *Phys. Rev.*, D67:037503, 2003.

- [31] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667:1, 2008.
- [32] A. D. Martin, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. MRST partons generated in a fixed-flavour scheme. *Phys. Lett.*, B636:259–264, 2006.
- [33] Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, and Marco Stratmann. Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties. *Phys. Rev.*, D75:114010, 2007.
- [34] M. Arneodo et al. Measurements of the u valence quark distribution function in the proton and u quark fragmentation functions. *Nucl. Phys.*, B321:541, 1989.
- [35] D. de Florian, G. A. Navarro, and R. Sassot. Sea quark and gluon polarization in the nucleon at nlo accuracy. *Phys. Rev.*, D71:094018, 2005.
- [36] M. Alekseev et al. The Polarised Valence Quark Distribution from semi-inclusive DIS. *Phys. Lett.*, B660:458–465, 2008.
- [37] Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, Marco Stratmann, and Werner Vogelsang. Global Analysis of Helicity Parton Densities and Their Uncertainties. *Phys. Rev. Lett.*, 101:072001, 2008.
- [38] S. Kretzer. Fragmentation functions from flavour-inclusive and flavour-tagged  $e^+e^-$  annihilations. *Phys. Rev.*, D62:054001, 2000.
- [39] A. Sissakian, O. Shevchenko, and O. Ivanov. Polarized parton distributions from NLO QCD analysis of world DIS and SIDIS data. 2009.