

На правах рукописи

Коротков Владислав Александрович

**Изучение азимутальных асимметрий в процессах
глубоконеупругого рассеяния электронов (позитронов)
на протонах и дейтронах в эксперименте ГЕРМЕС
и спиновая структура нуклона**

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

2017

УДК 539.1.07

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Институт физики высоких энергий им. А.А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» (г. Протвино).

Официальные оппоненты: д. ф.-м. н. А.Е. Дорохов (ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна); д. ф.-м. н. Ю.Г. Куденко (ИЯИ РАН, г. Москва); д. ф.-м. н. В.А. Окороков (НИЯУ МИФИ, г. Москва).

Ведущая организация – МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва.

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2017 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ по адресу: 142281, Московская область, г. Протвино, площадь Науки, дом 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <http://www.ihep.ru/files/korotkov-dis.pdf>
НИЦ "Курчатовский институт" – ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2017 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю. Г. Рябов

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

Изучение структуры нуклона — фундаментальная задача современной физики. Можно выделить два аспекта этой задачи. Первый аспект связан с общим стремлением понять как материя устроена исходя из основных ингредиентов квантовой хромодинамики (КХД). Второй аспект связан с большой ролью нуклонов в современных экспериментах по прецизионным измерениям эффектов, предсказываемых Стандартной Моделью, а также поиски новых эффектов вне рамок Стандартной Модели. Все это требует детальной информации о распределениях внутринуклонных конститuentов.

Начиная с экспериментов, проведенных Робертом Хофштадтером и его сотрудниками в начале 50-х годов прошлого столетия, неопределимую роль в исследовании структуры нуклонов играют эксперименты по рассеянию лептонов на ядерных мишенях.

В 1968 году в эксперименте по изучению глубоконеупругого рассеяния (ГНР) электронов на протонах было обнаружено, что структурные функции протона в области больших $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, очень слабо зависят от величины Q^2 , в противоположность поведению упругих формфакторов протона. Наиболее простое и естественное объяснение такого поведения было получено в партонной модели Фейнмана, согласно которой нуклон состоит из точечно-подобных частиц — невзаимодействующих между собой партонов каждый из которых переносит некоторую долю полного импульса нуклона.

В 1979 году сразу четыре e^+e^- эксперимента в ДЭЗИ объявили о наблюдении глюонов. Следуя этим наблюдениям партонная модель была обобщена в рамках квантовой хромодинамики (КХД), где в качестве партонов рассматриваются кварки и глюоны, которые выглядят почти как свободные точечно-подобные частицы при $Q^2 \rightarrow \infty$

благодаря свойству асимптотической свободы.

Развитие технических возможностей проведения экспериментов с использованием дополнительной степени свободы описания частиц – их спина – открыло новые перспективы для изучения возможностей КХД, поскольку спиновые эффекты являются существенно более чувствительными к деталям теоретического описания, чем усредненные по спину сечения. Первые эксперименты по изучению глубоконеупругого рассеяния продольно поляризованных электронов на продольно поляризованных протонах были начаты в SLAC в середине 70-х годов прошлого столетия.

Измерение спин-зависимой структурной функции протона $g_1(x)$ в эксперименте EMC в 1986 году привело к удивительному открытию – кварки переносят весьма незначительную часть спина протона. Явление получило название – «спиновый кризис». Изначально эксперимент HERMES (HERa spin MESurement) был нацелен именно на разрешение этой проблемы, т. е. на прецизионное измерение структурной функции $g_1(x)$ с целью исследования явления «спинового кризиса».

В лидирующем порядке КХД нуклон описывается тремя функциями распределения кварков. Функция $f_1(x)$ соответствует распределению неполяризованных кварков в неполяризованном нуклоне по доле импульса нуклона переносимого данным кварком. Функция $g_1(x)$ соответствует распределению кварков по их спиральности в продольно поляризованном нуклоне. Обе эти функции изучаются уже много лет и известны с неплохой точностью (особенно функция $f_1(x)$). Третья функция распределения была абсолютно экспериментально неизвестна до измерений, выполненных в эксперименте HERMES. Это функция распределения трансверсити (transversity), т. е. распределение поперечно поляризованных кварков в поперечно поляризованном нуклоне $h_1^q(x)$. Данная функция отлична от функции распределения кварков по спиральности, поскольку операции вращения и буста не коммутируют в релятивистской физике. В силу её кирально-нечетной природы, функция $h_1^q(x)$ неизмерима (с точностью до вкладов пропорциональных токовой массе кварка m_q) в инклюзивном процессе электрон–нуклонного рассеяния. Для ее из-

мерения необходимо изучение процесса, в котором участвуют две кирально-нечетные функции. Такую возможность предоставляет изучение азимутальных асимметрий в процессах полуинклюзивного электророжения адронов.

Эксперимент E704 (E581) в лаборатории Ферми, использовавший поперечно поляризованный пучок (анти)протонов с энергией 200 ГэВ и неполяризованную водородную мишень, обнаружил большую односпиновую асимметрию, A_N , при образовании π мезонов в области фрагментации поляризованного (анти)протона. Величина асимметрии росла как с увеличением переменной Фейнмана x_F , так и с увеличением поперечного импульса p_T , и достигала значения порядка 40% по абсолютной величине. Такое поведение не объяснялось в рамках обычной коллинеарной пертурбативной КХД.

Для объяснения наблюдаемых эффектов в рамках КХД, были предложены функции распределения (Сиверс 1989) и функции фрагментации (Коллинз 1992) кварков лидирующего твиста, зависящие не только от продольного, но и от их поперечного импульса. Феноменологический анализ, использующий такие функции, позволил получить успешное описание данных эксперимента E704.

Важную роль в установлении больших величин асимметрии A_N сыграли эксперименты, проведенные в ИФВЭ на установках ПРОЗА и ФОДС-2.

Несмотря на многолетнюю историю исследования структуры нуклона, многие вопросы этой задачи все еще остаются открытыми. В особенности это касается проблемы изучения спиновой структуры нуклона. Данная диссертация ставит своей целью изучить некоторые актуальные вопросы данного раздела физики.

Большая часть данной диссертации посвящена первому наблюдению и изучению эффектов существования ненулевых неколлинеарных функций распределения и функций фрагментации кварков, в частности, функций распределения (ФР) Сиверса и трансверсити, а также функций фрагментации (ФФ) Коллинза в полуинклюзивном электророжении адронов.

Изучение всех наблюдаемых, исследованных в диссертации, проведены посредством измерения азимутальных асимметрий электрона

(в инклюзивном процессе $eN \rightarrow e'X$) или адрона (в полуинклюзивном процессе $eN \rightarrow e'hX$) в процессах взаимодействия электронов и нуклонов в различных комбинациях их поляризационных состояний.

Целью диссертационной работы является измерение азимутальных асимметрий в инклюзивном и полуинклюзивном глубоконеупругом рассеянии (ПИГНР) (не)поляризованных электронов и позитронов на неполяризованной и продольно или поперечно поляризованной водородной и дейтериевой мишенях. Главной целью изучения таких асимметрий является углубление знаний о спиновой структуре нуклона и, в частности, поиск эффектов, связанных с экспериментально неизвестной функцией распределения поперечно поляризованных кварков в поперечно поляризованном нуклоне. Изучается вопрос о возможном вкладе двухфотонного обмена в процессах глубоконеупругого рассеяния электронов (позитронов) на протонах. Извлекается структурная функция протона $g_2(x)$ и виртуальная асимметрия $A_2(x)$.

Практическая ценность работы Результаты, представленные в диссертации, имеют несомненный интерес для дальнейших исследований структуры нуклона. Они могут использоваться при проведении экспериментов в ИФВЭ (СПАСЧАРМ), ОИЯИ (проект NICA), ЦЕРН (КОМПАСС), лаборатории Джефферсон (ряд экспериментов). Результаты представляют интерес для планирования будущих проектов, предполагающих создание электрон-ионных коллайдеров (MEIC/EIC, eRHIC, LHeC, NIAF) в различных научных центрах мира или использование внутренней газовой мишени, аналогичной использовавшейся в эксперименте HERMES, совместно с циркулирующим пучком протонов LHC (AFTER@LHC). Результаты измерения асимметрий Коллинза и азимутальных односпиновых асимметрий в полуинклюзивном образовании пары пионов на поперечно поляризованной мишени уже привели, совместно с результатами из e^+e^- экспериментов о функциях фрагментации, к извлечению неизвестной ранее третьей функции распределения кварков ведущего твиста — функции распределения поперечно поляризованных кварков в поперечно поляризованном нуклоне. Измерения асимметрий Сиверса привели к извлечению первых сведений о функции Сиверса. Резуль-

таты измерения азимутальных односпиновых асимметрий в полуинклюзивном образовании пионов и заряженных каонов на поперечно или продольно поляризованной и неполяризованной мишенях представляют также большой интерес для дальнейшего теоретического изучения структуры нуклона.

Научная новизна Все результаты, представленные в диссертации, обладают абсолютной научной новизной. Уровень вклада двухфотонного обмена в инклюзивное глубоконеупругое рассеяние электронов (позитронов) на протонах понижен на порядок величины по сравнению с известным ранее. Структурная функция нуклона g_2 и виртуальная асимметрия A_2 впервые измерены на водородной мишени. Все односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивных процессах образования пионов, заряженных каонов и пар $\pi^+\pi^-$ измерены впервые.

Публикации В основу диссертации положены 23 работы. Работы [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12], выполненные автором в 1998–2012 годах, опубликованы в рецензируемых научных журналах “Physical Review Letters”, “Physical Review D”, “Physical Letters B”, “The European Physical Journal C”, “Journal of High Energy Physics”. Работы [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23] представлялись автором на международных конференциях по физике высоких энергий. Результаты докладывались на сессиях Секции Ядерной Физики Отделения Физических Наук РАН,

Личный вклад автора Соискатель является основным автором программы исследований инклюзивных и полуинклюзивных процессов в эксперименте HERMES с использованием поперечно поляризованной мишени, разработанной в 1998 году. Её цели и ожидаемые результаты неоднократно обсуждались автором на международных конференциях [13, 14, 15] и частично представлены в журнальной публикации [2]. Последующие экспериментальные результаты, представленные в диссертации, получены в совместной работе автора с другими членами эксперимента HERMES. Руководство сотрудничества HERMES, признавая значительный вклад автора в успешную работу эксперимента, многократно доверяло ему представление результатов эксперимента на международных конферен-

циях [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25].

Автор диссертации ежегодно в 1996–2007¹ годах активно участвовал в сеансах набора экспериментальных данных.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и двух приложений.

¹Набор статистики в эксперименте HERMES был прекращен 30 июня 2007 года в связи с закрытием накопителя HERA в DESY.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель работы, показана научная новизна и практическая ценность результатов, апробация и структура диссертации.

В первой главе представлены теоретические и феноменологические подходы к изучению вопросов рассматриваемых в диссертации.

Рассмотрены теоретические основы для поиска вклада двухфотонного обмена в процессы инклюзивного ГНР. Обсуждается сечение инклюзивного ГНР заряженных лептонов на нуклонах и методы измерения структурной функции нуклона $g_2(x)$ и азимутальной асимметрии $A_2(x)$.

Рассмотрены систематика функций распределения (ФР) и функций фрагментации (ФФ) кварков, зависящих от поперечного импульса. Согласно современной классификации, существует восемь ФР кварков ведущего твиста и 16 функций твиста 3. Наиболее интересными новыми функциями для данной работы являются ФР Сиверса f_{1T}^\perp и трансверсити h_1 , а также ФФ Коллинза H_1^\perp . Обсуждаются свойства этих функций. Представлено сечение полуинклюзивного образования адронов при различных комбинациях поляризаций налетающего электрона и нуклона мишени [26]. Сечение пропорционально свертке ФР и ФФ кварков, зависящих от поперечного импульса. Отмечена возможность извлечения ФР кварков трансверсити $h_1^q(x)$ из экспериментальных данных по односпиновой азимутальной асимметрии Коллинза.

Рассматриваются элементы теории полуинклюзивного образования пары $\pi^+\pi^-$ в ГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованных нуклонах и соответствующей азимутальной асимметрии [27]. Измерение этой асимметрии позволяет провести извлечение ФР кварков h_1^q вторым независимым методом.

Кратко рассмотрен ряд работ выполненных автором диссертации по изучению возможностей эксперимента HERMES при работе с поперечно поляризованной мишенью [2, 13, 14, 15].

Во второй главе представлена постановка эксперимента HERMES. В эксперименте использовался электронный пучок ускорителя

HERA (DESY Гамбург, Германия) с энергией 27,6 ГэВ. Ускорительное кольцо HERA работало попеременно с пучками электронов или позитронов². Пучок электронов в процессе движения по кольцу накопителя HERA самополяризуется в поперечном направлении благодаря эффекту Соколова–Тернова. Преобразование поперечной поляризации пучка в продольную и обратно осуществлялось с помощью ротаторов спина, находящихся перед и после установки HERMES. Знак поляризации мог быть выбран как положительным, так и отрицательным, и во время набора статистики изменялся на противоположный примерно через каждые два месяца.

Во время набора статистики измерение поляризации пучка электронов производилось непрерывно двумя поляриметрами. Один из них измерял продольную поляризацию пучка, а второй — поперечную. Принцип работы поляриметров был основан на измерении спин-зависимого сечения Комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных лазерных фотонов на электронах пучка в кольце ускорителя. Средняя величина поляризации пучка электронов была около 0,55 в 1996–2000 годах и около 0,35 в 2003–2005 годах.

Важным ингредиентом установки HERMES являлась газовая поляризованная мишень с накопительной ячейкой. Такая мишень позволяла достичь плотности $(1-2) \cdot 10^{14}$ нуклонов/см². Средняя величина поляризации протонов с продольной поляризацией была около 0,86 и с поперечной поляризацией около 0,74. Мишень установки HERMES позволяла проводить очень быструю смену направления поляризации. Изменение направления продольной (поперечной) поляризации происходило примерно каждые 60 (90) с.

Спектрометр установки HERMES состоит из двух идентичных половин, одна половина выше, а вторая ниже плоскости проходящей через пучки протонов и электронов (см. рис. 1). Каждая половина спектрометра состоит из набора трековых детекторов, детекторов идентификации частиц и сцинтилляционных годоскопов.

Трековая система состояла из нескольких типов дрейфовых камер, расположенных до и после магнита, а также пропорциональных

² Далее слово электрон используется как общее для обеих частиц если нет каких-либо специфических эффектов из-за их различия.

проволочных камер, расположенных внутри магнита.

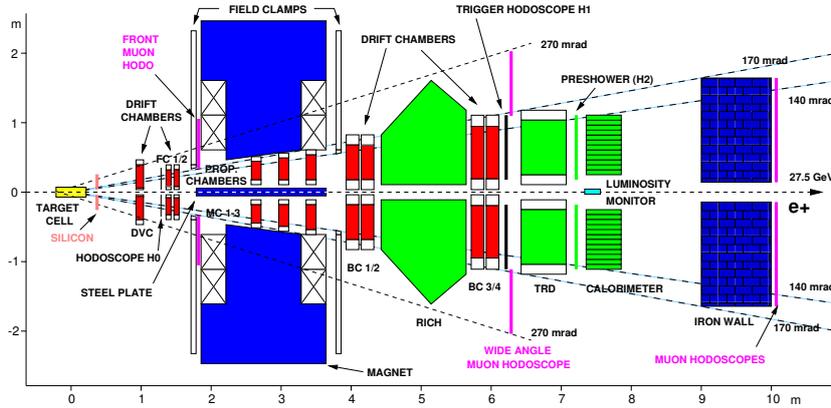


Рис. 1: Схематическое изображение спектрометра HERMES.

Для разделения электронов и адронов использовались предливневый детектор, электромагнитный калориметр, детектор переходного излучения, детектор колец черенковского излучения с двумя радиаторами (в 1996–1997 годах пороговый черенковский счетчик). Совместный анализ сигналов этих детекторов позволял идентифицировать электроны с эффективностью превышающей 98% и примесью адронов менее 1%.

Детектор колец черенковского излучения обеспечивал разделение типа адронов ($\pi/K/p$) в диапазоне импульсов 2–15 ГэВ, а пороговый черенковский счетчик в диапазоне 4,5–13,5 ГэВ. Выделение пионов было возможно начиная с импульса 1 ГэВ.

Третья глава посвящена изложению результатов измерения азимутальных асимметрий рассеянного электрона в инклюзивном ГНР электронов на поперечно поляризованных протонах. На основе изучения таких асимметрий проведены поиски возможного вклада двухфотонного обмена в процесс инклюзивного ГНР электронов на протонах и проведены измерения структурной функции протона $g_2(x)$ и асимметрии рассеяния виртуального фотона на протоне $A_2(x)$.

Поиск возможного вклада двухфотонного обмена в процесс инклюзивного ГНР неполяризованных электронов на поперечно поля-

ризованных протонах основан на измерении односпиновой азимутальной асимметрии $A_{UT}^{\sin\phi_S}$ в этом процессе. Угол ϕ_S — это азимутальный угол вокруг направления пучка между плоскостью рассеяния лептонов и вектором спина мишени. В рамках однофотонного приближения, существование таких асимметрий запрещено комбинацией Т-инвариантности, сохранением Р-четности и эрмитовостью оператора электромагнитного тока [28]. Вклад двухфотонного обмена снимает это запрещение. Таким образом наблюдение ненулевых асимметрий свидетельствовало бы о значительном вкладе двухфотонного обмена в сечение инклюзивного ГНР. В случае неполяризованного пучка (U) и поперечно (Т) поляризованной нуклонной мишени, спин-зависимая часть сечения (относительно сечения неполяризованного ГНР) выражается следующим образом [29]

$$\sigma_{UT} \propto e_l \alpha \frac{M}{Q} \vec{S} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}') C_T. \quad (1)$$

Здесь, e_l — заряд налетающего лептона; S — спин нуклона; k и k' — 4-импульсы налетающего и рассеянного лептонов соответственно. Асимметрия $A_{UT}^{\sin\phi_S}$ должна иметь противоположный знак для противоположных знаков заряда налетающих лептонов. Максимальная величина асимметрии ожидается в случае когда вектор спина \vec{S} перпендикулярен плоскости рассеяния лептона. Фактор C_T является вкладом высших твистов и неизвестен.

Асимметрия $A_{UT}^{\sin\phi_S}$ в зависимости от переменной x_B , для областей $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, представлена на рис. 2. Как для налетающих электронов, так и для позитронов величина асимметрии сопоставима с нулем в пределах экспериментальных неопределённостей. Не наблюдается рост асимметрии в области малых $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$, что могло бы быть вызвано фактором M/Q в (1). Величины асимметрий, усредненных по всей измеренной области x_B , приведены в левой части рисунка. Систематические неопределённости измерений показаны в виде областей в нижней части каждого графика. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 9,3 % (6,6 %) для данных полученных в пучке электронов (позитронов), вызванная неопределённостью в величине поляризации мише-

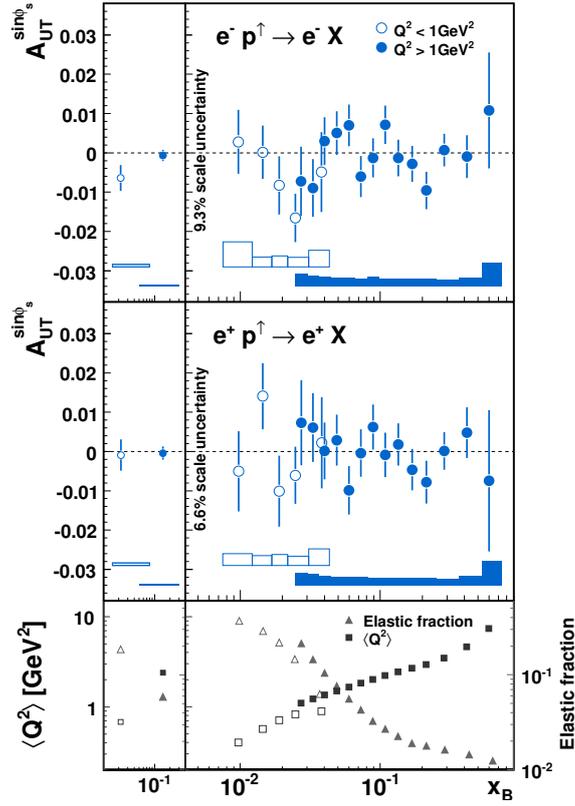


Рис. 2: Асимметрия $A_{UT}^{\sin\phi_S}$ в зависимости от переменной x_B измеренная в пучке электронов (верхняя часть рисунка) и в пучке позитронов (центральная часть рисунка) [5]. Данные представлены для двух областей Q^2 .

ни.

Структурная функция $g_2(x)$, в отличие от функции $g_1(x)$, не имеет вероятностной интерпретации и может быть представлена в виде суммы двух слагаемых

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{\text{WW}}(x, Q^2) + \bar{g}_2(x, Q^2). \quad (2)$$

Здесь, $g_2^{\text{WW}}(x, Q^2)$ соответствует вкладу операторов твиста 2, это вклад Вандзура–Вильчека (WW) [30]:

$$g_2^{\text{WW}}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 g_1(y, Q^2) \frac{dy}{y}. \quad (3)$$

Второй член, $\bar{g}_2(x, Q^2)$, соответствует вкладу операторов твиста 3 и связан с кварк-глюонными корреляциями в нуклоне.

Спин-зависимая часть дифференциального сечения ГНР продольно поляризованных заряженных лептонов на поперечно поляризованных нуклонах выражается через структурные функции нуклона g_1 и g_2 :

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 d\phi} = -h_l \cos \phi \frac{4\alpha^2 y}{Q^4} \left[\gamma \sqrt{1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4}} \left(\frac{y}{2} g_1 + g_2 \right) \right], \quad (4)$$

здесь угол ϕ — это азимутальный угол между плоскостью рассеяния лептонов и плоскостью в которой находятся спины налетающего лептона и нуклона мишени, $\gamma = 2Mx/\sqrt{Q^2}$, $h_l = \pm 1$ - спиральность налетающего лептона. Измерение азимутальной асимметрии в этом процессе позволяет извлечь структурную функцию протона $g_2(x)$ и виртуальную асимметрию $A_2(x)$. Результаты измерений представлены на рис. 3. Приведены также данные экспериментов проведенных в SLAC (E155, E143) и эксперимента SMC в CERN. Сплошная линия соответствует соотношению Вандзура-Вильчека (3). Данные эксперимента HERMES приведены для областей $\langle Q^2 \rangle < 1$ ГэВ² и $\langle Q^2 \rangle > 1$ ГэВ².

Измеренные значения функции $g_2(x)$ использованы для оценки интеграла правила сумм Буркхардта–Коттингема ($\int_0^1 g_2(x, Q^2) dx = 0$) и оценки момента функции \bar{g}_2 , $d_2 = 3 \int_0^1 x^2 \bar{g}_2(x, Q^2) dx$. Полученные результаты при $Q^2 = 5$ ГэВ² [12]

$$\int_{0,023}^{0,9} g_2(x, Q^2) dx = 0,006 \pm 0,024 \pm 0,017,$$

$$d_2 = 0,0148 \pm 0,0096(\text{стат.}) \pm 0,0048(\text{сист.})$$

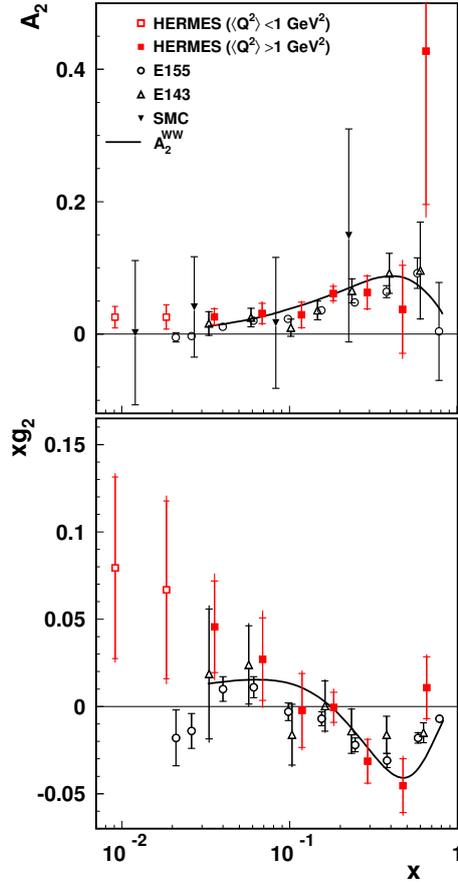


Рис. 3: Виртуальная асимметрия A_2 (верхний рисунок) и структурная функция xg_2 (нижний рисунок) в зависимости от переменной x [12]. Представлены данные экспериментов проведенных в SLAC (E155, E143) и эксперимента SMC в CERN. Сплошная линия соответствует соотношению Вандзура-Вильчека (3).

не противоречат справедливости правила сумм Буркхардта–Коттингема и малости момента d_2 , следующей из расчетов на КХД решетке.

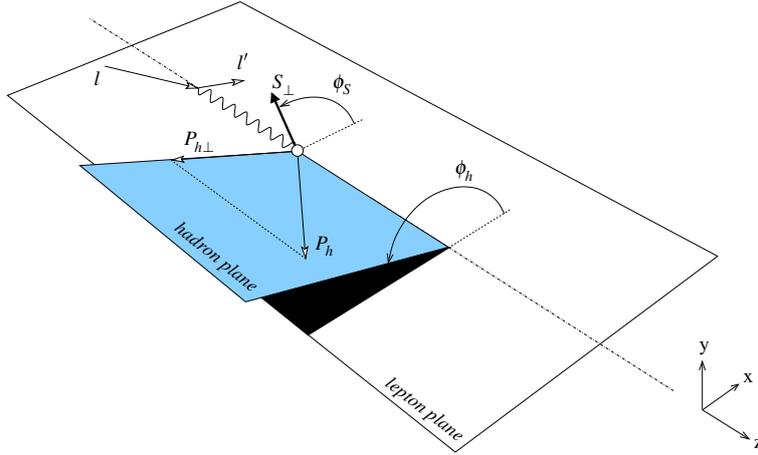


Рис. 4: Определение азимутальных углов при образовании адрона h в ПИГНР лептона на нуклоне в системе покоя мишени [26]. Величины $\mathbf{P}_{h\perp}$ и \mathbf{S}_\perp — поперечные компоненты импульса адрона \mathbf{P}_h и спина нуклона \mathbf{S} по отношению к импульсу виртуального фотона.

В четвертой главе представлены результаты измерения азимутальных асимметрий адронов, образованных в полуинклюзивных глубоконеупругих процессах рассеяния неполяризованных электронов на продольно поляризованных протонах и дейтронах, $eN \rightarrow e'hX$.

Дифференциальное сечение полуинклюзивного образования адронов при рассеянии заряженных лептонов и нуклонов с различными типами поляризаций представлено в работе [26]. Схематическое изображение кинематики данного процесса демонстрируется на рис. 4. Указаны азимутальные углы адрона ϕ_h и поперечной компоненты спина нуклона ϕ_S . Для продольно поляризованной мишени азимутальный угол ϕ_S равен 0 или π в зависимости от направления ее поляризации.

При рассеянии на продольно поляризованной мишени возможны два типа азимутальных асимметрий [26]: $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$. Асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ является наблюдаемой ведущего твиста и зависит от

неизвестной ФР кварков h_{1L}^\perp (представляет вероятность обнаружить поперечно поляризованный кварк в продольно поляризованном нуклоне) и ФФ Коллинза H_1^\perp . Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ зависит от четырех слагаемых, каждое из которых является либо сверткой ФР твиста-2 и ФФ твиста-3, либо наоборот, сверткой ФР твиста-3 и ФФ твиста-2. Следствием такой структуры асимметрии является то, что ее величина вымирает с ростом Q^2 как $1/\sqrt{Q^2}$ и может быть измерена только при не слишком больших значениях Q^2 .

Экспериментальная односпиновая асимметрия A_{UL} сечения образования адрона h в зависимости от азимутального угла ϕ , при рассеянии неполяризованного пучка на продольно поляризованной мишени, вычислялась следующим образом:

$$A_{UL}(\phi) = \frac{1}{|P_L|} \cdot \frac{N^{\rightarrow}(\phi)/L^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}(\phi)/L^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow}(\phi)/L^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}(\phi)/L^{\leftarrow}}. \quad (5)$$

Здесь, $N^{\rightarrow(\leftarrow)}$ — это число адронов изучаемого типа, зарегистрированных при направлении спина мишени противоположном (идентичном) направлению пучка электронов, $L^{\rightarrow(\leftarrow)}$ — это соответствующая величина светимости, поправленная на мертвое время системы сбора данных и P_L — это среднее значение величины продольной поляризации мишени.

Односпиновые азимутальные асимметрии $A_{UL}(\phi)$ для π мезонов и K^+ мезонов, измеренные на дейтериевой мишени [4], представлены на рис. 5 в зависимости от угла ϕ , усреднённые по области экспериментального акцептанса в переменных x , P_\perp , z , y и Q^2 . Средние значения кинематических переменных составили следующие значения: $\langle x \rangle = 0,09$, $\langle P_\perp \rangle = 0,40$ ГэВ, $\langle z \rangle = 0,38$, $\langle y \rangle = 0,53$ и $\langle Q^2 \rangle = 2,4$ ГэВ².

Измеренные асимметрии использовались для подгонки к функциям следующего вида:

$$\begin{aligned} f_1(\phi) &= P_0 + P_1 \sin \phi \\ f_2(\phi) &= P_0 + P_1 \sin \phi + P_2 \sin 2\phi. \end{aligned} \quad (6)$$

Результаты подгонки указаны в виде кривых на рис. 5. Все параметры P_0 оказались сопоставимы с нулём. Значения параметров P_1 и P_2 ,

представляющих собой асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$, также приведены на рисунках.

Асимметрии извлекались также методом взвешивания

$$A_{UL}^W = \frac{1}{|P_L|} \frac{\frac{1}{L^{\rightarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\rightarrow}} W(\phi_i) - \frac{1}{L^{\leftarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\leftarrow}} W(\phi_i)}{\frac{1}{2}[N^{\rightarrow}/L^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}/L^{\leftarrow}]}, \quad (7)$$

где использовалось либо $W(\phi) = \sin \phi$, либо $W(\phi) = \sin 2\phi$. Данный метод извлечения асимметрий более чувствителен к акцептансу спектрометра, однако после введения поправок, определенных методом Монте Карло, результаты обоих методов хорошо согласуются.

Асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi}$ для π мезонов, образованных в полуинклюзивных процессах ГНР неполяризованных электронов на продольно поляризованной водородной мишени [1, 3], в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$ представлена на рис. 6. Результаты измерений хорошо согласуются с модельными расчетами асимметрии.

Асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi}$ для π мезонов и K^+ мезонов, образованных в полуинклюзивных процессах ГНР неполяризованных электронов на продольно поляризованной дейтериевой мишени, в зависимости от переменных x , $P_{h\perp}$ и z представлена на рис. 7.

Экспериментально измеренная асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ как для водородной мишени, так и для дейтериевой мишени оказалась сопоставимой с нулем.

Теоретические формулы для сечения полуинклюзивного образования адронов и соответствующие азимутальные асимметрии [26] определены для случая, когда направление поляризации мишени определено по отношению к направлению виртуального фотона. В эксперименте направление поляризации мишени устанавливается по отношению к направлению падающего пучка электронов. Это приводит к тому, что экспериментально измеренная асимметрия содержит вклады как от продольной поляризации мишени по отношению к направлению виртуального фотона, так и от поперечной. Вклад от поперечной поляризации мишени пропорционален величине $\sin \theta_{\gamma^*}$, где θ_{γ^*} — это угол между направлением пучка лептонов и направлением вир-

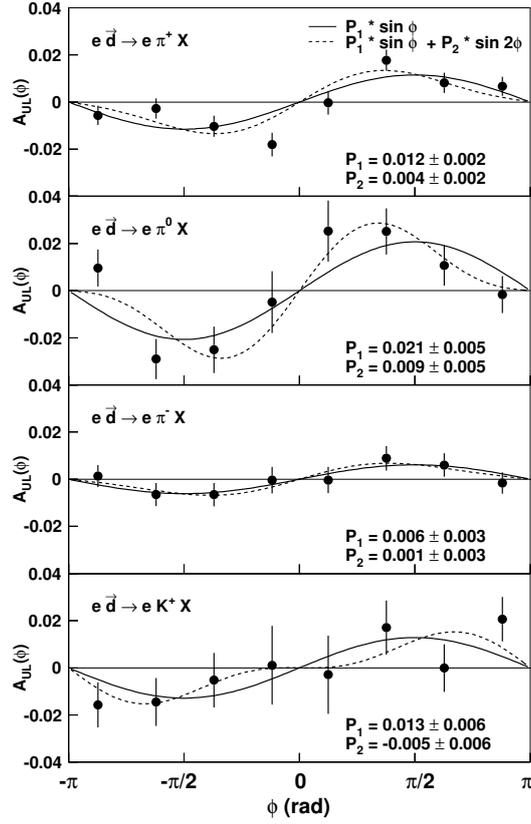


Рис. 5: Односпиновые асимметрии $A_{UL}(\phi)$ измеренные в электророждении π^+ , π^0 , π^- и K^+ мезонов на продольно поляризованной дейтериевой мишени в зависимости от угла ϕ [4]. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Результаты подгонки функций вида $P_0 + P_1 \sin \phi$ и $P_0 + P_1 \sin \phi + P_2 \sin 2\phi$ к экспериментальным точкам показаны сплошными и пунктирными линиями соответственно. Величины коэффициентов P_1 и P_2 для разных типов адронов представлены на соответствующих рисунках.

туального фотона. В эксперименте HERMES, $\sin \theta_{\gamma^*}$ может достигать величины равной около 0,15. Изучение односпиновых азимутальных

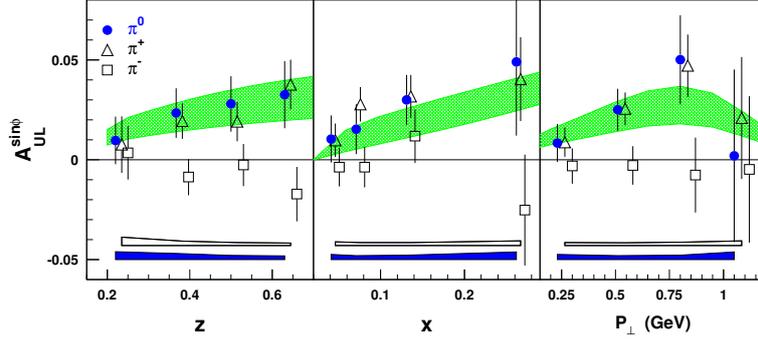


Рис. 6: Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^+ (треугольники), π^0 (кружки) и π^- (квадратики) мезонов, образованных при рассеянии неполяризованного пучка электронов на продольно поляризованной водородной мишени, в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$ [1, 3]. Систематические неопределённости представлены на рисунках в виде закрашенных (для π^0) и незакрашенных (для π^\pm) областей в нижней части рисунков. Заштрихованные области показывают область модельных предсказаний для электророждения π^0 .

асимметрий на поперечно поляризованной мишени (представлено в шестой главе) показало существенную величину асимметрий Сиверса $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ и Коллинза $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)}$. При рассеянии на продольно поляризованной мишени угол ϕ_S равен 0 или π , поэтому обе асимметрии могут имитировать измеряемую асимметрию $A_{UL}^{\sin\phi}$. В работе [31] разработана методика преобразования асимметрий между случаями, когда поляризация мишени определена по отношению к направлению пучка падающих лептонов (A^l) и когда по отношению к направлению виртуального фотона (A^q). В приближении $\sin^2\theta_{\gamma^*} = 0$, преобразование можно записать в виде

$$A_{UL}^{\sin\phi,q} = A_{UL}^{\sin\phi,l} + \sin\theta_{\gamma^*}\Sigma_{UT}^l, \quad (8)$$

где $\Sigma_{UT}^l = A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),l} + A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),l}$. Для преобразования использовались значения асимметрий $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),l}$ и $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),l}$, представлен-

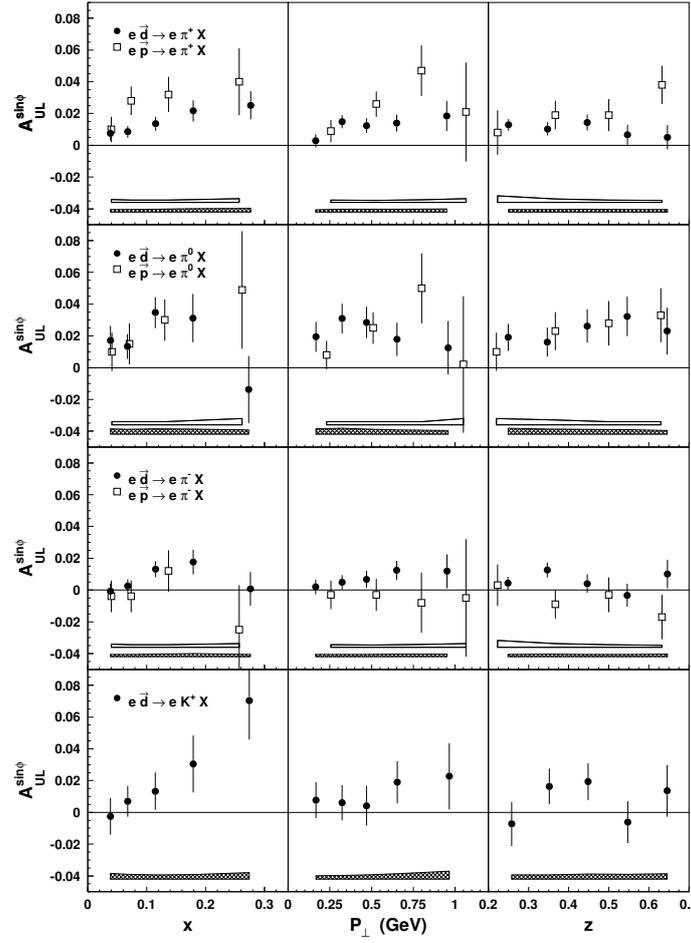


Рис. 7: Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для полуинклюзивного электророждения пионов и K^+ мезонов на продольно поляризованном дейтроне (кружочки) и протоне (квадратики) в зависимости от одной из переменных x , P_\perp и z , и усреднённых по остальным переменным [4]. Систематические неопределённости представлены в виде закрашенной (для дейтрона) и незакрашенной (для протона) областей.

ные в главе 6. Результаты вычитания их вкладов [5] приведены на рис. 8 кружочками. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi, q}$ соответствует определению продольной поляризации мишени по отношению к направлению виртуального фотона и, согласно [26], содержит вклады только высших твистов.

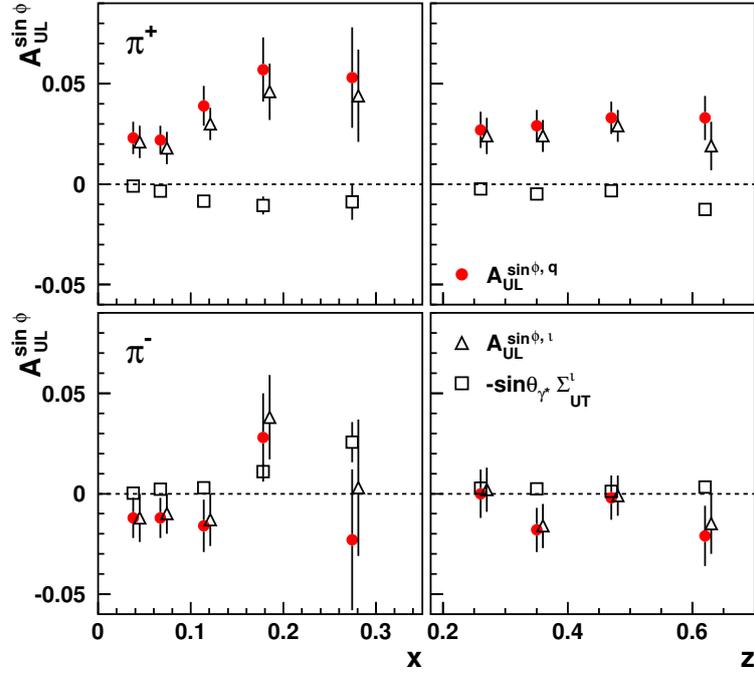


Рис. 8: Различные азимутальные асимметрии на продольно поляризованной водородной мишени для заряженных пионов в зависимости от переменных x и z [5]. Треугольники соответствуют асимметрии на продольно поляризованной мишени по отношению к направлению пучка лептонов $A_{UL}^{\sin\phi, l}$. Закрашенные маркеры соответствуют асимметрии на продольно поляризованной мишени по отношению к направлению виртуального фотона $A_{UL}^{\sin\phi, q}$. Квадратики соответствуют вкладу асимметрий измеренных на поперечно поляризованной мишени.

В пятой главе рассматриваются результаты изучения азимутальных асимметрий адронов, образованных в процессах рассеяния продольно поляризованных электронов на неполяризованных протонах. При такой комбинации поляризаций пучка и мишени, единственной односпиновой азимутальной асимметрией является асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ [26]. Также как и в случае асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$, данная асимметрия зависит от четырех комбинаций ФР и ФФ кварков и является наблюдаемой твиста 3.

Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ для π мезонов, образованных в ПИГНР продольно поляризованных электронов на неполяризованной водородной мишени [7], в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$ представлена на рис. 9. Величина асимметрии отлична от нуля для π^+ - и π^0 -мезонов, но сопоставима с нулем для π^- -мезонов.

Аналогичное измерение асимметрии для π^+ мезонов было выполнено коллаборацией CLAS [32] в лаборатории Джефферсона. Измерения были проведены при более низкой энергии пучка электронов равной 4,3 ГэВ, более высоким средним значением переменной x ($\langle x \rangle \simeq 0,3$) и более низким значением средней величины Q^2 ($\langle Q^2 \rangle \simeq 1,55 \text{ ГэВ}^2$). Кинематические области экспериментов HERMES и CLAS довольно различны. Сравнение результатов измерений CLAS [32] с результатами при более высокой энергии электронов ускорителя ГЕРА представляет определенный интерес. Для их сравнения, асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$, измеренные в обоих экспериментах, умножены на кинематический фактор $\langle Q \rangle / f(y)$, где $f(y) = y\sqrt{1-y}/(1-y+y^2/2)$. Этот фактор отражает явную зависимость данной асимметрии от кинематических переменных [26]. Сравнение результатов измерения асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ в зависимости от переменной z для π^+ мезонов в экспериментах HERMES [7] и CLAS [32] приведено на рис. 10. Хорошее согласие результатов измерения асимметрии в экспериментах HERMES и CLAS при существенно различных энергиях пучка электронов, указывает на слабую зависимость односпиновой асимметрии, связанной с поляризацией пучка, от энергии налетающих лептонов и от переменной x .

В шестой главе рассматриваются результаты изучения азимутальных асимметрий адронов, образованных в процессах рассеяния

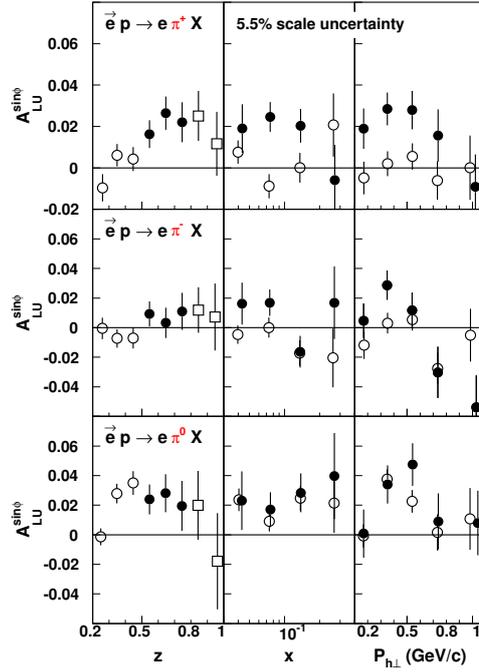


Рис. 9: Односпиновая асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$ [7]. Зависимость асимметрии от переменных x и $P_{h\perp}$ показана отдельно для областей малых z (незакрашенные кружки) и средних z (закрашенные кружки). Для области больших z показана зависимость асимметрии только от переменной z (квадратики).

неполяризованных электронов на поперечно поляризованных протонах.

Сечение полуинклюзивного образования адронов при рассеянии неполяризованного пучка лептонов на поперечно поляризованной мишени содержит пять различных типов синусоидальных модуляций

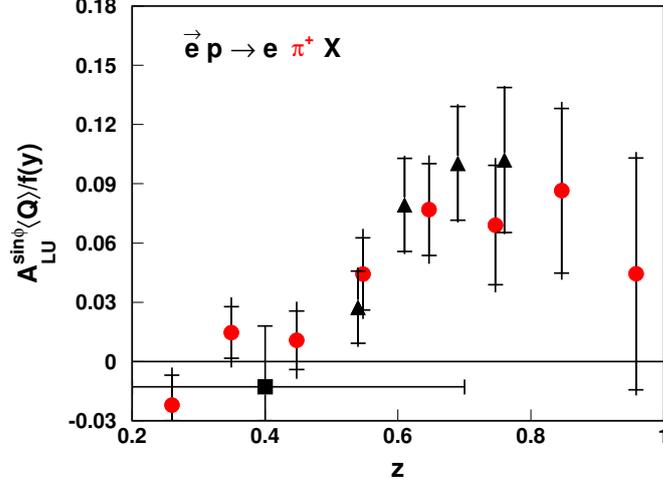


Рис. 10: Асимметрия $A_{LU}^{\sin \phi}$ для π^+ мезонов с учётом кинематического фактора $\langle Q \rangle / f(y)$ (см. текст). Приведены результаты экспериментов HERMES [7] (кружочки) и CLAS [32] (треугольники).

спин-зависимого сечения:

$$d\sigma^h(\phi, \phi_S) = d\sigma_{UU}^h \left\{ 1 + \sum_{n=1}^2 A_{UU}^{\cos(n\phi), h} \cos(n\phi) + |\mathbf{S}_T| \sum_{i=1}^5 A_{UT}^{\sin \Phi_i, h} \sin \Phi_i \right\}, \quad (9)$$

где $\Phi = [\phi + \phi_S, \phi - \phi_S, \phi_S, 2\phi - \phi_S, 3\phi - \phi_S]$.

Три из пяти указанных асимметрий, а именно $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S), h}$ (асимметрия Сиверса), $A_{UT}^{\sin(\phi + \phi_S), h}$ (асимметрия Коллинза) и $A_{UT}^{\sin(3\phi - \phi_S), h}$ (асимметрия связанная с ФР «претцелозити» $h_{1T}^{\perp, q}$) выражаются через ФР и ФФ ведущего твиста, а асимметрии $A_{UT}^{\sin \phi_S, h}$ и $A_{UT}^{\sin(2\phi - \phi_S), h}$ определены произведениями ФР и ФФ, где одна из этих функций вызвана операторами ведущего твиста, а вторая операторами твиста 3.

Асимметрия Сиверса, $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S), h}$, записывается в следующем ви-

де

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),h} = -\frac{\mathcal{C}[f_{1T}^{\perp,q}(x,p_T^2)D_1^{q\rightarrow h}(z,k_T^2)]}{\mathcal{C}[f_1^q(x,p_T^2)D_1^{q\rightarrow h}(z,k_T^2)]}. \quad (10)$$

Асимметрия Коллинза, $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),h}$, выражается следующим образом

$$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),h} = \frac{(1-y)}{(1-y+y^2/2)} \frac{\mathcal{C}\left[-\frac{\hat{h}\cdot k_T}{M_h} h_1^q(x,p_T^2)H_1^{\perp,q\rightarrow h}(z,k_T^2)\right]}{\mathcal{C}[f_1^q(x,p_T^2)D_1^{q\rightarrow h}(z,k_T^2)]}. \quad (11)$$

В формулах (10)–(11) используется обозначение свертки $\mathcal{C}[\]$ ФР и ФФ кварков по поперечным импульсам начального (p_T) и фрагментирующего (k_T) кварков [26].

Экспериментально азимутальная асимметрия сечений электро-рождения адронов рассматривалась [6] как функция в угловых переменных ϕ и ϕ_S (см. рис. 4):

$$A_{UT}^h(\phi, \phi_S) = \frac{1}{|S_T|} \frac{\left(N_h^\uparrow(\phi, \phi_S) - N_h^\downarrow(\phi, \phi_S)\right)}{\left(N_h^\uparrow(\phi, \phi_S) + N_h^\downarrow(\phi, \phi_S)\right)}. \quad (12)$$

Оценка различных синусоидальных вкладов Φ_i производилась подгонкой выражения (9) к экспериментальным асимметриям (12). При оценке асимметрий учитывался также вклад шестого слагаемого $\sin(2\phi + \phi_S)$, которое возникает из-за малой продольной компоненты спина мишени по отношению к направлению виртуального фотона, когда в эксперименте мишень поляризована перпендикулярно к направлению пучка электронов [31]. Доля пионов (каонов) происходящих от распадов эксклюзивных векторных мезонов, оценка которой была получена с помощью программы RUTHIA 6 составляет 6–7 % (2–3 %). Для пионов подавляющий вклад происходит от распадов ρ^0 мезонов. Можно определить величину, для которой вклады π мезонов от распадов эксклюзивных ρ^0 мезонов сокращаются

$$A_{UT}^{\pi^+\pi^-}(\phi, \phi_S) \equiv \frac{1}{|S_T|} \frac{(\sigma_{U\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\uparrow}^{\pi^-}) - (\sigma_{U\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\downarrow}^{\pi^-})}{(\sigma_{U\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\uparrow}^{\pi^-}) + (\sigma_{U\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\downarrow}^{\pi^-})}. \quad (13)$$

Это пионная разностная асимметрия, т. е. асимметрия в разности сечений π^+ и π^- мезонов для противоположных (\uparrow, \downarrow) направлений спина мишени. Такая асимметрия, кроме того, позволяет выделить комбинацию функций Сиверса для валентных кварков. Требование изотопической и зарядовой симметрии для пионных фрагментационных функций в (10) приводит к заключению, что пионная разностная асимметрия происходит главным образом из-за различия функций Сиверса для валентных d - и u -кварков, $(f_{1T}^{\perp, d_v} - 4f_{1T}^{\perp, u_v})$.

Асимметрия Сиверса для пионов, заряженных каонов и разностная асимметрия для пионов [9] в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$ представлена на рис. 11. Систематические неопределённости измерений асимметрии представлены на рисунках в виде закрашенных областей. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени. Для π^- мезона асимметрия сопоставима с нулем. Для других частиц значения асимметрии положительны и растут с увеличением переменной z . Пионная разностная асимметрия также в основном положительна. Интересной особенностью данных является превышение асимметрии для K^+ мезона над асимметрией для π^+ мезона. Разность этих асимметрий в зависимости от переменной x [9] показана на рис. 12 для всей области Q^2 , а также отдельно для области малых и больших Q^2 . Определение областей малых и больших Q^2 соответствует следующей процедуре: полная область изменения Q^2 в каждой ячейке x_i была разделена на две подобласти, лежащие выше и ниже среднего значения $\langle Q^2(x_i) \rangle$ в данной ячейке. Если предположить, что π^+ и K^+ мезоны образуются в основном при рассеянии на u -кварке, то можно ожидать, что асимметрии для π^+ и K^+ мезонов должны быть одинаковы. Различие этих асимметрий возможно свидетельствует о важной роли других кварковых ароматов при образовании π^+ и K^+ мезонов.

Асимметрия Коллинза для пионов и заряженных каонов в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$ [10] представлена на рис. 13. Систематические неопределённости представлены на рисунках в виде закрашенных областей. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3 %, вызванная неопределённостью в

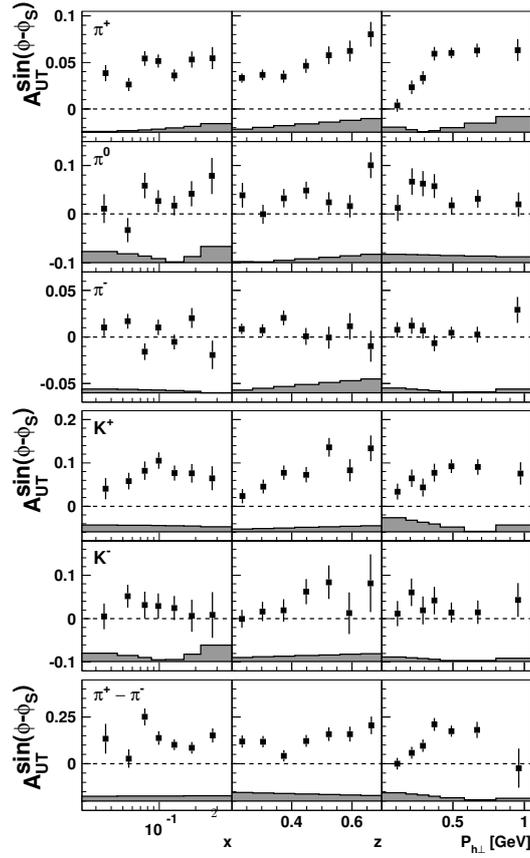


Рис. 11: Асимметрия Сиверса для пионов, заряженных каонов и разностная асимметрия для пионов в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$ [9].

величине поляризации мишени. Асимметрии положительны для π^+ и K^+ мезонов, отрицательны для π^- мезонов, сопоставимы с нулем для π^0 и K^- мезонов. Важной особенностью данных является величина асимметрии для π^- мезонов. Она противоположна по знаку асимметрии для π^+ мезонов, но значительно превышает ее по абсолютной величине. Возможным объяснением такого поведения

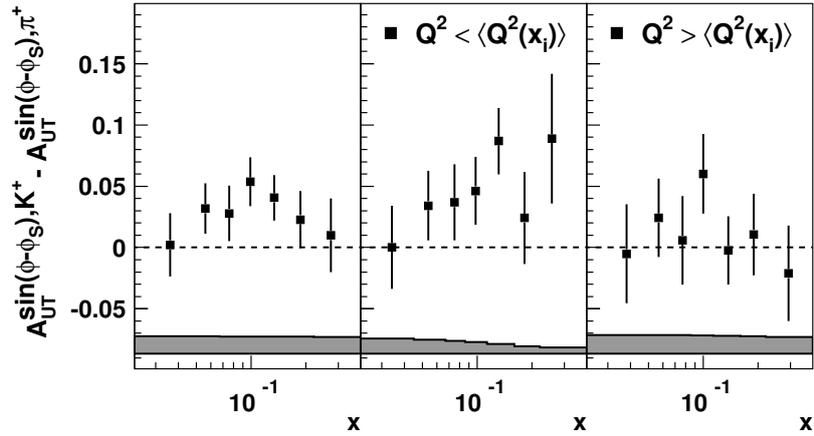


Рис. 12: Разность асимметрий Сиверса для K^+ и π^+ мезонов [9] в зависимости от переменной x для области всех значений Q^2 (рисунок слева), а также отдельно для областей малых (рисунок в центре) и больших (рисунок справа) Q^2 . Определение областей дано в тексте.

асимметрии является большая величина подавленной ФФ Коллинза с противоположным знаком по отношению к предпочтительной ФФ Коллинза.

В этой главе представлены также результаты поиска корреляции между поперечной поляризацией мишени и азимутальной ориентацией плоскости, содержащей импульсы двух адронов, образованных в ПИГНР лептонов на протонах. Такая корреляция может быть вызвана в результате взаимодействия ФР трансверсити и двухадронной ФФ. Количественно данная корреляция должна проявляться в ненулевой асимметрии [27]

$$A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} \equiv \frac{2}{|S_T|} \frac{\int d\cos \theta d\phi_{R\perp} d\phi_S \sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) d\sigma_{UT}^7 / \sin \theta}{\int d\cos \theta d\phi_{R\perp} d\phi_S d\sigma_{UU}^7}. \quad (14)$$

Эту асимметрию можно выразить через ФР кварков трансверси-

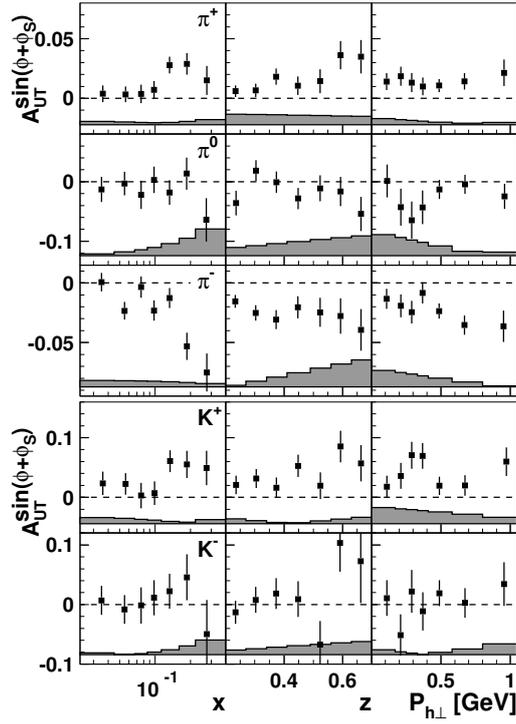


Рис. 13: Асимметрия Коллинза для пионов и заряженных каонов в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$ [10].

ти $h_1^q(x)$ и двухдронную интерференционную $\Phi\Phi H_{1,q}^{\leftarrow,sp}(z, M_{\pi\pi})$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta} &= \\
&= -\frac{(1-y)}{(1-y+\frac{y^2}{2})} \frac{1}{2} \sqrt{1-4\frac{M_\pi^2}{M_{\pi\pi}^2}} \frac{\sum_q e_q^2 h_1^q(x) H_{1,q}^{\leftarrow,sp}(z, M_{\pi\pi})}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})}. \quad (15)
\end{aligned}$$

Экспериментально поиски корреляции проведены посредством измерения односпиновой асимметрии

$$A_{UT}(x, z, M_{\pi\pi}, \phi_{R\perp}, \phi_S, \theta) = \frac{1}{|S_\perp|} \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow}, \quad (16)$$

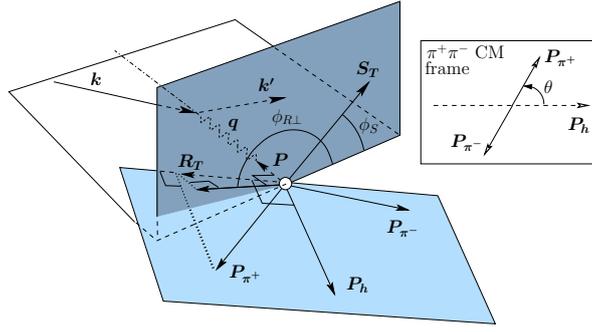


Рис. 14: Схематическое изображение кинематических переменных процесса полунклюзивного образования $\pi^+\pi^-$ пары. Показаны, в частности, азимутальный угол $\phi_{R\perp}$ этой пары и азимутальный угол ϕ_S компоненты спина мишени, \mathbf{S}_T , поперечной к импульсу виртуального фотона \mathbf{q} и к импульсу нуклона мишени \mathbf{P} . Оба угла определены в системе центра масс виртуального фотона и нуклона мишени. На отдельной вставке показано определение полярного угла θ .

где $N^{\uparrow(\downarrow)}$ — это число зарегистрированных пар $\pi^+\pi^-$ мезонов, нормированных на величину интегральной светимости, при условии, что поперечно поляризованная мишень (по отношению к направлению пучка лептонов) находится в спиновом состоянии вверх (вниз). Асимметрия была вычислена в зависимости от переменных x , z , $M_{\pi\pi}$ и углов $\phi_{R\perp}$, ϕ_S и θ , определённых на рис. 14.

Асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$ для $\pi^+\pi^-$ пар [8] в зависимости от переменных $M_{\pi\pi}$, x и z представлена в верхней части рис. 15. Асимметрия положительна во всей области масс пары мезонов, что противоречит предсказанию модели Джаффе, в которой ожидается смена знака асимметрии в окрестности массы ρ^0 мезона. При изучении зависимости асимметрии от переменных x и z , предполагалось, что масса $M_{\pi\pi}$ находится в области $0,5 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 1,0 \text{ ГэВ}$. Систематическая неопределённость измерений указана в виде закрашенных областей. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 8,1 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

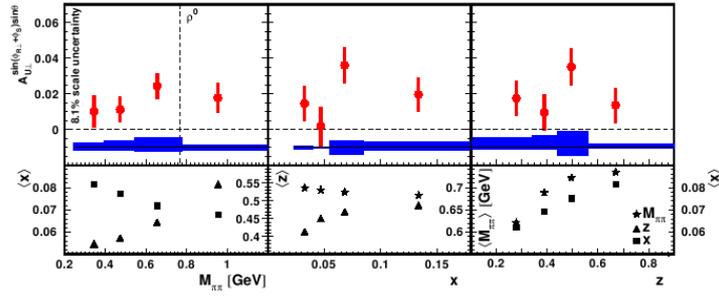


Рис. 15: Асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi_{R,\perp} + \phi_S) \sin \theta}$ (верхняя часть рисунка) в зависимости от переменных $M_{\pi\pi}$, x и z [8]. В нижней части рисунка указаны средние значения переменных по которым было проведено усреднение асимметрии.

В заключении кратко суммированы основные результаты диссертационной работы.

Основными результатами диссертационной работы, которые выносятся на защиту, являются:

1. Впервые изучены односпиновые азимутальные асимметрии в инклюзивном глубоконеупругом рассеянии неполяризованных электронов и позитронов на поперечно поляризованной водородной мишени с целью поиска сигнала двухфотонного обмена. В пределах экспериментальных неопределенностей, которые составляют величину порядка 10^{-3} , азимутальные асимметрии как в пучке электронов, так и в пучке позитронов сопоставимы с нулем. Сигнал двухфотонного обмена не обнаружен.
2. Впервые измерены спин-зависимая структурная функция g_2 и виртуальная асимметрия A_2 протона с использованием газовой поляризованной водородной мишени. Это выгодно отличает данные измерения от аналогичных измерений в SLAC и CERN, где использовались твердотельные мишени для которых необходим учет ядерных эффектов и коэффициент разбавления которых существенно меньше единицы. Измерения про-

ведены в кинематической области $0,004 < x < 0,9$ и $0,18 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$. Результаты измерений хорошо согласуются с наиболее статистически точными на данный момент результатами измерений в SLAC и сопоставимы с Вандзура-Вильчек вкладом в функцию $g_2(x)$.

3. Вычислен интеграл от функции $g_2(x)$ по измеренной области переменной x ($0,023 \leq x < 0,9$) при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$,

$$\int_{0,023}^{0,9} g_2(x, Q^2) dx = 0,006 \pm 0,024 \pm 0,017,$$

что не противоречит правилу сумм Буркхардта–Коттингема. Произведена оценка второго момента твист 3 вклада в функцию $g_2(x)$ при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$

$$d_2 = \int_0^1 x^2 \bar{g}_2(x, Q^2) dx = 0,0148 \pm 0,0096 \pm 0,0048.$$

Величина момента в пределах экспериментальных неопределенностей сопоставима с нулем, что согласуется с ожиданием его малости из расчетов на КХД решетке.

4. Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов при рассеянии неполяризованных электронов на продольно поляризованной водородной мишени. Обнаружена положительная асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi}$ для π^+ и π^0 мезонов, в то время как для π^- мезонов асимметрия сопоставима с нулем. Изучена зависимость асимметрии от кинематических переменных x , P_\perp и z . Величина асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi}$, усредненная по всем кинематическим переменным, равна $0,022 \pm 0,005(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.})$ для π^+ мезонов и $0,019 \pm 0,007(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.})$ для π^0 мезонов. Асимметрия ведущего твиста $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ сопоставима с нулем для всех типов π мезонов. Измерения асимметрий выполнены при продольной поляризации мишени по отношению к направлению пучка электронов и, следовательно, они могут содержать вклады от асимметрий Сиверса и Коллинза.

5. Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов и положительно заряженных каонов при рассеянии неполяризованных электронов на продольно поляризованной дейтериевой мишени. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^+ мезона положительна так же, как и в случае электророждения на протоне, но по абсолютной величине примерно в два раза меньше ее. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^0 мезона положительна и примерно одинакова по величине для обеих мишеней. Величина асимметрии для K^+ мезона примерно совпадает с величиной асимметрии для π^+ мезона. Это может означать доминирующую роль u -кварка в электророждении K^+ мезона. Изучены зависимости асимметрий от кинематических переменных x , P_\perp и z , которые в основном подобны ранее изученным зависимостям, измеренным на продольно поляризованной водородной мишени. Асимметрия ведущего твиста $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ также, как и в случае электророждения на протонах сопоставима с нулем для всех типов мезонов. Измерения асимметрий выполнены при продольной поляризации мишени по отношению к направлению пучка электронов и, следовательно, они могут содержать вклады от асимметрий Сиверса и Коллинза.
6. Впервые извлечены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном электророждении заряженных пионов на водородной мишени при определении направления продольной поляризации мишени по отношению к направлению виртуального фотона. Это стало возможным после первого измерения асимметрий Сиверса и Коллинза на поперечно поляризованной водородной мишени. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi,q}$, усредненная по области $0,023 < x < 0,4$ ($\langle x \rangle = 0,082$) и $0,2 < z < 0,7$ ($\langle z \rangle = 0,40$), равна $0,030 \pm 0,004(\text{стат.}) \pm 0,002(\text{сист.})$ для π^+ мезонов и $-0,009 \pm 0,006(\text{стат.}) \pm 0,001(\text{сист.})$ для π^- мезонов. Это показывает, что эффекты высших твистов при измерении азимутальных асимметрий могут быть очень велики и их необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных результатов.

7. Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов при рассеянии продольно поляризованных электронов на неполяризованной водородной мишени. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ положительна для π^+ и π^0 мезонов, но сопоставима с нулем для π^- мезонов. Асимметрия $A_{LU}^{\sin 2\phi}$ сопоставима с нулем для всех типов пионов. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ была измерена также в эксперименте CLAS при пониженной энергии пучка электронов, $E_e = 4,3$ ГэВ. Сравнение результатов двух экспериментов, масштабированных кинематическим фактором, указывает на слабую зависимость односпиновой асимметрии данного типа от энергии налетающих лептонов и от переменной x . Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$, также как и асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$, содержит вклады четырех слагаемых и пропорциональна сумме произведений ФР твиста 2 на ФФ твиста 3 и наоборот произведений ФР твиста-3 на ФФ твиста 2. Анализ экспериментальных данных о таких асимметриях представляет существенный интерес с точки зрения изучения роли высших твистов в описании структуры нуклона.
8. Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов и заряженных каонов при рассеянии неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени. Измерения асимметрии как функции двух угловых переменных ϕ и ϕ_S позволили разделить два существенных механизма ответственных за такие асимметрии. Это механизм Сиверса результатом которого является асимметрия Сиверса (10) и механизм Коллинза продуцирующий асимметрию Коллинза (11).
9. Асимметрия Сиверса для π^- мезона сопоставима с нулем, а для $\pi^{+(0)}$ и $K^{+(-)}$ мезонов асимметрия положительна и растет с увеличением переменной z . Пионная разностная асимметрия, для которой вклады пионов от распадов эксклюзивных ρ^0 мезонов сокращаются, и которая происходит главным образом из-за различия функций Сиверса для валентных d - и u -кварков, $(f_{1T}^{\perp,dv} - 4f_{1T}^{\perp,uv})$, также в основном положительна. Асимметрия

Сиверса для K^+ мезона превышает асимметрию для π^+ мезона. Это неожиданное наблюдение возможно связано с важной ролью других ароматов кварков (не только u -кварков) в функции Сиверса или с вкладами высших твистов. Результаты измерения асимметрии Сиверса, представленные в диссертации, уже привели к извлечению ФР Сиверса для валентных u - и d -кварков [33].

10. Асимметрия Коллинза положительна для π^+ и K^+ мезонов, отрицательна для π^- мезонов, сопоставима с нулем для π^0 и K^- мезонов. Наблюдается общая тенденция роста абсолютного значения асимметрий с увеличением переменной x . Это согласуется с ожиданием, что ФР $h_1(x)$ обусловлена в основном вкладами от валентных кварков. Абсолютные значения асимметрии растут также с увеличением переменной z , что качественно согласуется с измерениями ФФ Коллинза в e^+e^- экспериментах. Асимметрия для π^- мезона имеет противоположный знак по отношению к асимметрии для π^+ мезона и имеет большую абсолютную величину. Такое соотношение асимметрий может иметь объяснение если функции предпочтительной (favored) и подавленной (unfavored) фрагментации Коллинза связаны соотношением $H_1^{\perp, unfav} \simeq -H_1^{\perp, fav}$. Результаты измерения асимметрии Коллинза, представленные в диссертации, а также экспериментальные данные экспериментов COMPASS и Belle уже привели к извлечению ФР $h_1(x)$ для u - и d -кварков и ФФ Коллинза [34].
11. Впервые измерена односпиновая азимутальная асимметрия в полуинклюзивном образовании пары пионов при рассеянии неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени. Величина асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta}$, усредненной по области $0,023 < x < 0,4$ и $0,5 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 1,0 \text{ ГэВ}$, равна $0,018 \pm 0,005_{\text{stat.}} \pm 0,002_{\text{b-scan}} + 0,004_{\text{acc}}$. Имеется дополнительная общая нормировочная неопределенность 8,1 %, вызванная неопределённостью измерения величины поляризации мишени. Асимметрия положительна во всей области масс пары

мезонов, что противоречит предсказанию модели Джаффе, в которой ожидается смена знака асимметрии в окрестности массы ρ^0 мезона. Ненулевое значение асимметрии свидетельствует о ненулевых значениях двухадронной ФФ $H_{1,q}^{\langle,sp}(z, M_{\pi\pi})$ и ФР трансверсити $h_1(x)$. Измерение такой асимметрии дает второй способ измерения ФР $h_1(x)$. Этот способ более прост по сравнению со способом использующем измерение асимметрии Коллинза, поскольку $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} \propto h_1^q(x) H_{1,q}^{\langle,sp}(z, M_{\pi\pi})$ зависит от простого произведения ФР $h_1(x)$ и ФФ $H_{1,q}^{\langle,sp}(z, M_{\pi\pi})$. Примеры извлечения ФР $h_1(x)$, из представленных в диссертации результатов измерения данной асимметрии, уже опубликованы в литературе [35].

Список литературы

- [1] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Evidence for a Single-Spin Azimuthal Asymmetry in Semi-inclusive Pion Electroproduction, Phys.Rev.Lett. 84 (2000) 4047.
- [2] **V.A. Korotkov**, W.D. Nowak and K.A. Oganesian, Transversity distribution and polarized fragmentation function from semiinclusive pion electroproduction, Eur.Phys.J. C18 (2001) 639.
- [3] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Single spin azimuthal asymmetries in electroproduction of neutral pions in semiinclusive deep inelastic scattering, Phys.Rev. D64 (2001) 097101.
- [4] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Measurement of single spin azimuthal asymmetries in semiinclusive electroproduction of pions and kaons on a longitudinally polarized deuterium target, Phys.Lett. B562 (2003) 182.
- [5] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Subleading-twist effects in single-spin asymmetries in semi-inclusive

deep-inelastic scattering on a longitudinally polarized hydrogen target, Phys.Lett. B622 (2005) 14.

- [6] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target, Phys.Rev.Lett. 94 (2005) 012002.
- [7] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Beam-Spin Asymmetries in the Azimuthal Distribution of Pion Electroproduction, Phys.Lett. B648 (2007) 164.
- [8] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Evidence for a Transverse Single-Spin Asymmetry in Leptoproduction of $\pi^+\pi^-$ Pairs, JHEP 0806 (2008) 017.
- [9] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Observation of the Naive-T-odd Sivers Effect in Deep-Inelastic Scattering, Phys.Rev.Lett. 103 (2009) 152002.
- [10] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons, Phys.Lett. B693 (2010) 11.
- [11] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Search for a Two-Photon Exchange Contribution to Inclusive Deep-Inelastic Scattering, Phys.Lett. B682 (2010) 351.
- [12] A. Airapetian, ..., **V. Korotkov** et al. (HERMES Collaboration*), Measurement of the virtual-photon asymmetry A_2 and the spin-structure function g_2 of the proton, Eur.Phys.J. C72 (2012) 1921.
- [13] **V.A. Korotkov** and W.-D. Nowak, Physics Objectives for HERMES Running with Transverse Target Polarization, Proceedings of International Workshop on Physics with Transversely Polarized Targets, April 18, 1999, DESY Zeuthen, Germany, p.27.

- [14] **V.A. Korotkov** and W.-D. Nowak, Future measurements of transversity, in Proceedings of International Workshop “Symmetries and spin” PRAHA-SPIN 2000, Prague, Czech Republic, July 17-22, 2000. ed. by M. Finger, Oleg V. Selyugin, M. Virius. Czech.J.Phys. 51 (2001) A59.
- [15] **V.A. Korotkov** and W.-D. Nowak, Future transversity measurements with HERMES, in Proceedings of RIKEN-BNL Research Center Workshop Future Transversity Measurements, September 18-20, 2000, Upton, Brookhaven, USA. BNL-52612 p.359.
- [16] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Transverse spin physics at HERMES, in Proceedings of XI Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-05), Dubna, JINR, September 27 – October 1, 2005. Ed. by Efremov A.V. and Goloskokov S.V., 2006, p.371.
- [17] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), New results from HERMES, In Proceedings of the 33rd International Conference on High Energy Physics (ICHEP–06), Moscow, Russia, 26 July – 2 August, 2006. Ed. by Sissakian, A. and Kozlov, G. and Kolganova, E., 2006, p.513.
- [18] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Transverse spin physics at HERMES, in Proceedings of XII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-07), Dubna, JINR, September 3 – 7, 2007. Ed. by Efremov A.V. and Goloskokov S.V., 2008, p.284.
- [19] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Overview of Recent HERMES Results, in Proceedings of XIII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-09), Dubna, JINR, September 1 – 5, 2009. Ed. by Efremov A.V. and Goloskokov S.V., 2010, p.221.
- [20] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), The virtual photon asymmetry A_2 and the spin dependent structure

function xg_2 at HERMES, in Proceedings of XVIII Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2010), Florence, Italy, April 19–23 2010. PoS(DIS2010) 234.

- [21] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Overview of Recent HERMES Results, in Proceedings of XIV Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-11), Dubna, JINR, September 20 – 24, 2011. Ed. by Efremov A.V. and Goloskokov S.V., 2012, p.250.
- [22] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Measurement of the spin-structure function g_2 and the semi-inclusive double-spin asymmetries at HERMES, in Proceedings of 20th Int. Symposium on Spin Physics (SPIN 2012) : Dubna, Russia, September 17–22, 2012. Phys.Part.Nucl. 45 (2014) 23.
- [23] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Recent results on TMDs from the HERMES experiment, in Proceedings of 16th Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-15), Dubna September 8-12, 2015. J. Phys. Conf. Ser. 678 (2016) 012051.
- [24] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Overview of the HERMES results, talk at XIth Int. Conf. on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, September 8-12, 2014, St Petersburg, Russia.
- [25] **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), Nucleon structure studies at the HERMES experiment, talk at Int. Conf. Hadron Structure and QCD: from Low to High Energies, Gatchina, Russia, June 27 – July 1, 2016.
- [26] A. Bacchetta et al., Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum, JHEP 0702 (2007) 093.
- [27] A. Bacchetta and M. Radici, Partial wave analysis of two hadron fragmentation functions, Phys.Rev. D67 (2003) 094002.

- [28] N. Christ and T.D. Lee, Possible Tests of C_{st} and T_{st} Invariances in $l^\pm + N \rightarrow l^\pm + \Gamma$ and $A \rightarrow B + e^+ + e^-$, Phys.Rev. 143 (1966) 1319.
- [29] A. Metz, M. Schlegel and K. Goeke, Transverse single spin asymmetries in inclusive deep-inelastic scattering, Phys.Lett. B643 (2006) 319.
- [30] S. Wandzura and F. Wilczek, Sum Rules for Spin Dependent Electroproduction: Test of Relativistic Constituent Quarks, Phys.Lett. B72 (1977) 195.
- [31] M. Diehl and S. Sapeta, On the analysis of lepton scattering on longitudinally or transversely polarized protons, Eur.Phys.J. C41 (2005) 515.
- [32] H. Avakian et al. (CLAS Collaboration), Measurement of beam-spin asymmetries for π^+ electroproduction above the baryon resonance region, Phys.Rev. D69 (2004) 112004.
- [33] M. Anselmino et al., Sivers Effect for Pion and Kaon Production in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering, Eur.Phys.J. A39 (2009) 89.
- [34] M. Anselmino et al., Simultaneous extraction of transversity and Collins functions from new SIDIS and e+e- data, Phys. Rev. D87 (2013) 094019.
- [35] V. Radici, A. Courtoy, A. Bacchetta and M. Guagnelli, Improved extraction of valence transversity distributions from inclusive dihadron production, JHEP 1505 (2015) 123.

***Участники сотрудничества ГЕРМЕС**

P. Kitching, E. Kotik, F.K. Martens, L. De Nardo (**Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, Alberta T6G 2J1, Canada**); A. Elalaoui-Moulay, K. Hafidi, J.-O. Hansen, H.E. Jackson, T.G. O'Neill, D.H. Potterveld, P.E. Reimer (**Physics Division,**

Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA); H. Lu, Y. Ye (**Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China**); T. Chen, B.-Q. Ma, Y. Mao, S. Wang, H. Ye (**Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China**); B. Bray, P. Carter, A. Dvoredsky, B.W. Filippone, R.D. McKeown, M. Pitt (**W.K. Kellogg Radiation Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125, USA**); J. Brack, J. Ely, B. Fox, D. Gaskell, G. Hofman, E. Kinney, A. Martínez de la Ossa, G. Rakness, R. Ristinen, J. Seele (**Nuclear Physics Laboratory, University of Colorado, Boulder, Colorado 80309-0446, USA**); E. Avetissian, M.-A. Funk, Y. Holler, A. Ilyichev, T. Lindemann, N. Meyners, A. Rostomyan, K.P. Schüler, K. Sinram, M. Spengos, M. Varanda, K. Woller, Z. Ye (**DESY, Deutsches Elektronen Synchrotron, 22603 Hamburg, Germany**); E.C. Aschenauer, H. Böttcher, A. Borissov, St. Brons, // V. Djordjadze, M. Ehrenfried, F. Ellinghaus, Y. Gärber, D. Gabbert, M. Golembiovskaya, I.M. Gregor, H. Guler, I. Hristova, P. Jung, P. Liebing, K. Lipka, X.-G. Lu, A. Maas, F. Meissner, M. Negodaev, W.-D. Nowak, G. Schnell, A. Schwind, J. Stewart, U. Stoesslein, A. Tkabladze, J. Volmer (**DESY Zeuthen, 15738 Zeuthen, Germany**); A. Fechtchenko, V.G. Krivokhijine, A. Nagaitsev, I. Savin, V. Shutov, O. Teryaev (**Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia**); Th. Benisch, S. Bernreuther, I. Brunn, M. Diefenthaler, M. Ehrenfried, M. Ferstl, K. Fiedler, A. Golendukhin, C. Grosshauser, A. Gute, M. Henoch, A. Hillenbrand, N. Koch, B. Krauss, W. Lachnit, T. Michler, A. Mussgiller, A. Nass, F. Neunreither, N. Pickert, M. Raithel, C. Riedl, K. Rith, F. Schmidt, R. Seidl, R. Shanidze, E. Steffens, J. Stenger, F. Stinzinger, P. Tait, C. Vogel, M. Vogt, W. Wander, C. Weiskopf, J. Wilbert, S. Yaschenko, D. Zeiler (**Physikalisches Institut, Universität Erlangen-Nürnberg, 91058 Erlangen, Germany**); E. Nappi, R. De Leo, L. Lagamba, I. Vilardi (**Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Bari, 70124 Bari, Italy**); L. Barion, C. Bonomo, M. Capiluppi, G. Ciullo, M. Contalbrigo, P. F. Dalpiaz, R. Fabbri, F. Giordano, P. Lenisa, F. Masoli, R. Mussa, L.L. Pappalardo, A. Reali, D. Reggiani, C. Simani, M. Stancari, M. Statera, S. Tessarin

(Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Ferrara and Dipartimento di Fisica, Università di Ferrara, 44100 Ferrara, Italy); H. Avakian, N. Bianchi, A. Borysenko, G.P. Capitani, E. De Sanctis, P. Di Nezza, A. Fantoni, A. Funel, V. Gyurjyan, C. Hadjidakis, D. Hasch, V. Muccifora, M. Nupieri, K.A. Oganessyan, A.R. Reolon, P. Rossi, P. Slavich, E. Thomas **(Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali di Frascati, 00044 Frascati, Italy)**; M. Beckmann, S. Brauksiepe, H. Fischer, J. Franz, F.H. Heinsius, K. Königsmann, F. Menden, M. Ruh, C. Schill, H. Schmitt, J. Seibert, A. Simon **(Fakultät für Physik, Universität Freiburg, 79104 Freiburg, Germany)**; U. Elschenbroich, B. Hommez, H.S. Jo, S. Joosten, A. López Ruiz, B. Maiheu, D. Ryckbosch, M. Tytgat, R. van de Vyver, A. Vandenbroucke, Y. van Haarlem, C. Van Hulse **(Department of Subatomic and Radiation Physics, University of Gent, 9000 Gent, Belgium)**; W. Brückner, A. Brüll, P. Geiger, W. Hoprich, E. Volk **(Max-Planck-Institut für Kernphysik, 69029 Heidelberg, Germany)**; A. Airapetian, I. Brodsky, M. Düren, M. Hoek, M. Hartig, T. Keri, S. Lu, R. Perez-Benito, L. Rubacek, B. Seitz, W. Sommer, H. Stenzel, J. Streit, W. Yu, V. Zagrebelnyy **(Physikalisches Institut, Universität Gießen, 35392 Gießen, Germany)**; J. Burns, G. Hill, R. Kaiser, I. Lehmann, D. Mahon, M. Murray, A. Osborne, G. Rosner, C. Shearer **(Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow G128 QQ, United Kingdom)**; A. Andrus, P. Bailey, B. Bains, M. Bouwhuis, H.C. Chiang, R.J. Holt, R. Lamb, L.A. Linden-Levy, N.C.R. Makins, M.A. Miller, A.M. Nathan, B.R. Owen, D. Robinson, J. Rubin, R. Truty, S.E. Williamson **(Department of Physics, University of Illinois, Urbana, Illinois 61801, USA)**; W. Korsch **(Department of Physics and Astronomy, University of Kentucky, Lexington, Kentucky 40506, USA)**; G.R. Court, M. McAndrew, H. Tallini **(Physics Department, University of Liverpool, Liverpool L69 7ZE, United Kingdom)** W. Haeberli, T. Wise **(Department of Physics, University of Wisconsin-Madison, Madison, Wisconsin 53706, USA)**; E.E.W. Bruins, D. De Schepper, H. Gao, L.H. Kramer, J.W. Martin, A. Mateos, K. McIlhany, R. Milner, M. Niczyporuk, R. Redwine, T. Shin, M. Sutter, B. Tipton

(**Laboratory for Nuclear Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA**); B. Ball, W. Deconinck, S. Gliske, W. Lorenzon, A. Most, S. Rudnitsky, C. Scarlett (**Randall Laboratory of Physics, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109-1120, USA**); E. Devitsin, V. Kozlov, S. Potashov, A. Terkulov (**Lebedev Physical Institute, 117924 Moscow, Russia**); C. Baumgarten, B. Braun, G. Graw, R. Hertenberger, H. Kolster, A. Metz (**Sektion Physik, Universität München, 85748 Garching, Germany**); P. Chumney, J.P. Haas, G. Kyle, V. Papavassiliou, S.F. Pate (**Department of Physics, New Mexico State University, Las Cruces, New Mexico 88003, USA**); J. Blouw, O. Bouhali, M. Demey, P.K.A. de Witt Huberts, J. Dreschler, E. Garutti, K. Griffioen, M. Guidal, D. Heesbeen, W.H.A. Hesselink, H. Ihssen, M. Kolstein, L. Lapikás, A. Laziev, V. Mexner, A. Reischl, J.J.M. Steijger, G. van der Steenhoven, J.J. van Hunen, P. van der Nat, J. Visser, B. Zihlmann, G. Ybeles Smit (**Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge-Energiefysica (NIKHEF), 1009 DB Amsterdam, The Netherlands**); D. Balin, V. Baturin, S. Belostotski, G. Gavrilov, O. Grebeniouk, A. Izotov, A. Jgoun, A. Kisselev, M. Kopytin, P. Kravchenko, O. Mikloukho, Y. Naryshkin, V. Rappoport, I. Sanjiev, V. Vikhrov (**Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Leningrad region 188300 Russia**); [V.V. Ammosov](#), V. Bryzgalov, G. Gapienko, V. Gapienko, A. Ivanilov, V. Korotkov, [Y. Salomatin](#), [B. Tchuiko](#) (**Institute for High Energy Physics, Protvino, Moscow region, 142281 Russia**); A. Bacchetta, A. Schäfer, F. Sanftl (**Institut für Theoretische Physik, Universität Regensburg, 93040 Regensburg, Germany**); M. Amarian, E. Cisbani, [S. Frullani](#), F. Garibaldi, M. Iodice, G.M. Urciuoli, G. Orlandi, L. Manfré (**Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione Sanità and Physics Laboratory, Istituto Superiore di Sanità, 00161 Roma, Italy**); J. Wendland (**Department of Physics, Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia V5A 1S6, Canada**); J.E. Belz, L. Felawka, P.W. Green, L.G. Greeniaus, O. Häusser, R. Henderson, C.A. Miller, R. Openshaw, J. Ouyang, M.C. Vetterli, M.G. Vincter, S. Yen, K. Garrow, J. Lu (**TRIUMF, Vancouver, British Columbia V6T 2A3, Canada**); T. Hasegawa, Y. Imazu, J. Kanesaka, H. Kobayashi, M. Kurisuno, X.-

R. Lu, Y. Miyachi, H. Ohsuga, Y. Sakemi, F. Sato, T.-A. Shibata, K. Shibatani, K. Suetsugu, H. Tanaka, S. Yoneyama (**Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152-8551, Japan**); H.J. Bulten, J.F.J. van den Brand (**Department of Physics and Astronomy, Vrije Universiteit, 1081 HV Amsterdam, The Netherlands**); W. Augustyniak, B. Marianski, A. Trzcinski, P. Zupranski (**Andrzej Soltan Institute for Nuclear Studies, 00-689 Warsaw, Poland**); N. Akopov, R. Avakian, A. Avetissian, G. Elbakian, V. Gharibyan, G. Karyan, H. Marukyan, A. Movsisyan, A. Petrosyan, S. Taroian, H. Zohrabian (**Yerevan Physics Institute, 375036, Yerevan, Armenia**)

Рукопись поступила 30 октября 2017 г.

Автореферат отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

В.А. Коротков.

Изучение азимутальных асимметрий в процессах глубоконеупругого рассеяния электронов (позитронов) на протонах и дейтронах в эксперименте ГЕРМЕС и спиновая структура нуклона.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 02.11.2017. Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 2,93. Уч.-изд.л. 2,16. Тираж 100. Заказ 9. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ
142281, Московская область, город Протвино, площадь Науки, дом 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ, 2017
